

Titre: Modélisation de l'instabilité fluidélastique d'un faisceau de tubes
Title: soumis à un écoulement diphasique transverse

Auteur: Teguewinde Sawadogo
Author:

Date: 2012

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Sawadogo, T. (2012). Modélisation de l'instabilité fluidélastique d'un faisceau de tubes soumis à un écoulement diphasique transverse [Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/1022/>
Citation:

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/1022/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Michel Pettigrew, & Njuki Mureithi
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

MODÉLISATION DE L'INSTABILITÉ FLUIDÉLASTIQUE D'UN FAISCEAU DE TUBES
SOUMIS À UN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE TRANSVERSE

TEGUEWINDE SAWADOGO
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIÆ DOCTOR
(GÉNIE MÉCANIQUE)
DÉCEMBRE 2012

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

MODÉLISATION DE L'INSTABILITÉ FLUIDÉLASTIQUE D'UN FAISCEAU DE TUBES
SOUMIS À UN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE TRANSVERSE

présentée par : SAWADOGO Teguewinde

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiæ Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. BARON Luc, Ph.D., président

M. MUREITHI Njuki-William, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. PETTIGREW Michel, post.grad.dipl., membre et codirecteur de recherche

M. GOSSELIN Frédérick, Ph.D., membre

M. HASSAN Marwan, Ph.D., membre

DÉDICACE

*Je dédie ce travail à mon père, Arzouma Sawadogo (1944-2011),
Toi qui m'a appris par l'exemple, le dur labeur ;
Toi qui n'a jamais été satisfait d'un travail presque bien fait ;
Comme le suggère Biraogo Diop, j'écouterai ton souffle ;
“Dans l'arbre qui frémit, dans le bois qui gémit,
Et dans l'eau qui coule et dans l'eau qui dort”.*

REMERCIEMENTS

J'aimerais saisir cette occasion pour remercier chaleureusement mon directeur de recherche, le Professeur Njuki Mureithi pour son soutien, ses encouragements et son inspiration tout au long de ce doctorat. Je remercie également mon codirecteur, le Professeur Michel Pettigrew pour avoir partagé avec moi sa très riche expérience dans l'analyse des problèmes des générateurs de vapeur. Je leur suis reconnaissant pour m'avoir offert l'opportunité d'apprendre au sein de ce cadre merveilleux qu'est le laboratoire d'Interaction Fluide-Structure (IFS) de l'École Polytechnique de Montréal. Je remercie également le Professeur Stéphane Étienne pour les discussions utiles sur le sujet étudié dans cette thèse.

J'aimerais aussi remercier le personnel de la Chaire de Recherche en Interaction Fluide-Structure (IFS) pour leur assistance technique dans la réalisation de ce projet. Je remercie en particulier Thierry Lafrance pour m'avoir fait profiter de son expérience dans la conception et le montage des sections d'essai. Je remercie tout aussi particulièrement Bénédict Besner pour m'avoir aidé dans l'installation et la configuration des appareils électroniques ainsi que dans la conception des programmes Labview ayant servi à l'acquisition des données. Je remercie aussi Nour Aimene pour l'installation des jauges de contraintes.

Enfin, j'aimerais remercier le Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada (CRSNG) et les partenaires industriels de la Chaire IFS, Babcock & Wilcox Canada (BWC) et Énergie Atomique du Canada Limité (ÉACL) pour leur soutien financier. Le développement du logiciel mentionné dans cet ouvrage s'est fait en collaboration avec BWC.

RÉSUMÉ

Cette étude porte sur la modélisation de l'instabilité fluidélastique induite par les écoulements diphasiques dans les faisceaux de tubes. La problématique se pose au sein des faisceaux de tubes des générateurs de vapeur des centrales nucléaires qui comportent des milliers de tubes assurant l'échange d'énergie entre le réacteur et les turbines qui produisent l'électricité. Ces tubes sont immergés dans un écoulement diphasique constitué d'un mélange eau-vapeur.

A la suite de cette immersion, les tubes sont soumis à des excitations induites par l'écoulement diphasique. Les mécanismes d'excitations ont été identifiés comme étant : les forces de turbulence, les forces résultant des tourbillons alternées, les forces liées à la résonance acoustique, les forces quasi-périodiques et enfin les forces fluidélastiques. Les forces fluidélastiques sont différentes par nature des autres mécanismes d'excitation car elles sont couplées au mouvement de la structure. De plus, lorsque la vitesse de l'écoulement devient suffisamment grande, et dépendant de la fréquence du tube, de la configuration du faisceau, et de l'effectivité des supports, les forces fluidélastiques peuvent croître avec le mouvement de la structure, provoquant ainsi une instabilité appelée instabilité fluidélastique. L'amplitude des vibrations augmente alors rapidement, pouvant ainsi conduire à l'endommagement des tubes par fatigue ou leur usure par frottement.

En l'état actuel des connaissances, la durée de vie des tubes est prédite par calcul de puissances d'usure. Ce calcul est effectué en simulant la réponse du tube aux forces d'excitation et en extrayant les forces de contact et les déplacements au niveau des supports. Comme les forces fluidélastiques constituent le mécanisme le plus sévère, leur modélisation physique est nécessaire. Le modèle le plus utilisé actuellement est le modèle quasi-statique de Connors mais ce modèle est connu pour sous-estimer la vitesse critique d'instabilité en plus de présenter peu de sens physique. Plusieurs autres modèles théoriques existent mais tous ont été développés pour des écoulements monophasiques alors que les faisceaux de tube des générateurs de vapeurs opèrent au sein d'écoulements diphasiques.

L'objectif principal de ce projet de recherche est donc d'étendre les modèles d'études de l'instabilité fluidélastique aux écoulements diphasiques, de les valider, puis de développer un code de simulation des vibrations induites par les écoulements diphasiques au sein des faisceaux de tubes. Le modèle quasi-stationnaire a fait l'objet d'une investigation étendue au cours de ce projet. Le

retard de temps entre le mouvement de la structure et les forces que ce mouvement génère a été notamment étudié en écoulement diphasique. L'étude a été menée pour un faisceau de configuration triangulaire tournée.

Cette étude a consisté premièrement à mesurer expérimentalement les forces du fluide instationnaires et quasi-statiques (dans la direction de la portance) agissant sur un tube soumis à un écoulement diphasique. Les coefficients des forces du fluide quasi-statiques ont ainsi été mesurés au même nombre de Reynolds, $Re = 2.8 \times 10^4$, pour des taux de vide allant de 0% à 80%. La dérivée du coefficient de portance par rapport au déplacement quasi-statique adimensionnalisé a été estimée à partir des mesures expérimentales. Cette dérivée est un important paramètre du modèle quasi-stationnaire car c'est le paramètre qui génère, avec le paramètre de retardement, l'amortissement négatif responsable de l'instabilité. Elle était positive en écoulement liquide et négative en écoulement diphasique. Elle semblait s'annuler autour de 5% de taux de vide, mettant ainsi en doute la capacité du modèle quasi-stationnaire à prédire l'instabilité fluidélastique dans ce cas. Pourtant des tests de stabilités menés à 5% de taux de vide ont révélé une instabilité fluidélastique à une vitesse proche de celle en milieu liquide.

Les forces du fluide instationnaires ont aussi été mesurées en excitant le tube au moyen d'un moteur linéaire. Ces forces ont été mesurées pour une grande plage de taux de vide, de vitesses d'écoulement et de fréquences d'excitation. Les résultats expérimentaux ont montré que les forces instationnaires du fluide pouvaient être représentées comme des fonctions monovaluées de la vitesse réduite (vitesse de l'écoulement réduite par la fréquence d'excitation et le diamètre du tube).

Le retard de temps ou retardement fut déterminé en égalant les forces instationnaires et les forces quasi-statiques. Cette méthode innovante de mesure du retardement en écoulement diphasique a donné des résultats en accord avec les attentes théoriques. Le retardement a pu être exprimé comme une fonction linéaire du temps de convection et le paramètre de retardement qui est la pente fut déterminé pour des taux de vide allant de 60% à 90%.

Des tests de stabilités furent faits dans la seconde étape du projet afin de valider le modèle théorique. L'amortissement diphasique, la masse hydrodynamique ajoutée ainsi que la vitesse critique d'instabilité furent mesurés en écoulement diphasique. Un amortisseur viscoélastique fut conçu pour varier l'amortissement du tube flexible et mesurer ainsi la vitesse critique pour une certaine plage du paramètre masse-amortissement. Une nouvelle formulation de la masse ajoutée en fonction du taux de vide a été proposée. Cette formulation présente un meilleur accord avec les résultats expérimentaux car elle prend en compte la réduction du taux de vide au voisinage des tubes dans

les faisceaux de tubes de configuration triangulaire tournée.

Les résultats expérimentaux furent utilisés pour valider les résultats théoriques du modèle quasi-stationnaire. Il a été montré ainsi que le modèle quasi-stationnaire est bien valide en écoulement diphasique et qu'il peut par conséquent être utilisé pour ce type d'écoulement. En effet, ses résultats étaient en assez bon accord avec les résultats expérimentaux. Le paramètre de retardement déterminé dans la première étape du projet a amélioré les résultats, notamment pour des hauts taux de vide (90%). Cependant, la limite de la capacité de la pompe n'a pas permis de valider le modèle pour des taux de vide inférieurs ou égaux à 50%. Des études supplémentaires sont donc requises pour clarifier ce point. Néanmoins, ce modèle peut être utilisé pour simuler les vibrations induites par les écoulements au sein des faisceaux de tubes des générateurs de vapeurs car leurs endroits les plus critiques opèrent à hauts taux de vide ($\geq 60\%$).

Après avoir vérifié le modèle quasi-stationnaire pour les hauts taux de vide, la troisième et dernière étape du projet a consisté à développer un code de simulation des vibrations induites par les forces de turbulence et les forces fluidélastiques sur un tube flexible dans un faisceau de tubes d'un générateur de vapeur. Ce code s'est appuyé sur ABAQUS pour la partie simulation et a consisté à écrire une sous-routine dans laquelle les forces du fluide sont calculées et appliquées au tube.

Les forces fluidélastiques ont été calculées en utilisant le modèle quasi-stationnaire et le modèle de Connors pour fin de comparaison. Les forces sont estimées en fonction du taux de vide local, de la vitesse de l'écoulement et de la fréquence instantanée, calculée en utilisant des transformées de Fourier. La distribution de vitesse et de densité de l'écoulement furent celle autour d'un prototype de tube d'un générateur de vapeur.

Les déplacements et les forces de contact au niveau des supports ont été extraits à des fins de calculs de puissance d'usure. Les calculs ont montré une différence significative entre le modèle quasi-stationnaire et celui de Connors. Bien que les deux modèles aient été en mesure de prévoir l'instabilité fluidélastique, les comportements pré- et post- instabilité sont différents. Le modèle de Connors sous-estime l'amortissement négatif induit par l'écoulement en deçà de la vitesse critique et le surestime largement au-delà de la vitesse critique.

Il en a résulté une sous-estimation de la puissance d'usure pour des vitesses d'écoulement sous-critiques ainsi que sa surestimation pour des vitesses supercritiques. Cela rend le modèle potentiellement non conservateur en-dessous de la vitesse critique. Le modèle quasi-stationnaire, en

revanche, prévoit une puissance d'usure qui augmente progressivement avec la vitesse de l'écoulement. La puissance d'usure donnée par le modèle quasi-stationnaire est du même ordre que les mesures expérimentales publiées dans la littérature. L'un des résultats les plus importants est que les forces fluidélastiques peuvent réduire l'amortissement effectif sur le tube dans le régime pré-critique, conduisant ainsi à une puissance d'usure plus grande qu'attendue, à la vitesse d'opération habituelle de l'écoulement.

Cette étude, en résumé, a permis d'étendre le modèle quasi-stationnaire d'étude de l'instabilité fluidélastique aux écoulements diphasiques, de proposer une méthode innovante pour mesurer un de ses paramètres clés, le retardement, puis de le valider, et enfin de développer un outil logiciel pour son application industrielle.

ABSTRACT

This study focuses on the modeling of fluidelastic instability induced by two-phase cross-flow in tube bundles of steam generators. The steam generators in CANDU type nuclear power plants for e.g., designed in Canada by AECL and exploited worldwide, have thousands of tubes assembled in bundles that ensure the heat exchange between the internal circuit of heated heavy water coming from the reactor core and the external circuit of light water evaporated and directed toward the turbines.

As a result of their immersion in the two-phase flow, the tubes in the bundle are subjected to flow induced vibration, mostly in the upper U-bend region. The fluid excitation mechanisms have been identified as: turbulent buffeting, vortex shedding, acoustic resonance, quasi-periodic forces and fluidelastic forces.

The fluidelastic forces are different in nature from the other types of excitation mechanisms because they are motion dependent. At sufficiently high velocities, and depending on the tube frequency, the tube bundle configuration and the support effectiveness, the forces may increase with the structure motion, resulting in an instability known as fluidelastic instability. As a consequence, the vibration magnitude increases rapidly and this can lead to tube damage by fatigue or fretting wear.

In the current state of the art, the lifetime of the tubes is predicted using wear rate calculations. These computations are done by simulating the tube vibratory response to the fluid force excitations. Since the fluidelastic forces are the most severe type of flow-induced excitation, a correct fluidelastic model is needed to obtain accurate results. The currently used model, i.e. the Connors model is known to be very conservative. Besides, it gives no physical insight into the issue of fluidelastic instability. Several other models have been developed by researchers but all of these models were developed for single phase flow whereas tube bundles in steam generators operate mostly in two-phase flow.

The main objective of this research project is to extend the theoretical models for fluidelastic instability to two-phase flow, validate the models and develop a computer program for simulating flow induced vibrations in tube bundles. The quasi-steady model has been investigated in scope of this research project. The time delay between the structure motion and the fluid forces generated thereby has been extensively studied in two-phase flow. The study was conducted for a rotated

triangular tube array.

Firstly, experimental measurements of unsteady and quasi-static fluid forces (in the lift direction) acting on a tube subject to two-phase flow were conducted. Quasi-static fluid force coefficients were measured at the same Reynolds number, $Re = 2.8 \times 10^4$, for void fractions ranging from 0% to 80%. The derivative of the lift coefficient with respect to the quasi-static dimensionless displacement in the lift direction was deduced from the experimental measurements. This derivative is one of the most important parameters of the quasi-steady model because this parameter, in addition to the time delay, generates the fluid negative damping that causes the instability. This derivative was found to be positive in liquid flow and negative in two-phase flow. It seemed to vanish at 5% of void fraction, challenging the ability of the quasi-steady model to predict fluidelastic instability in this case. However, stability tests conducted at 5% void fraction clearly showed fluidelastic instability.

The unsteady fluid forces were also measured by exciting the tube using a linear motor. These forces were measured for a wide range of void fraction, flow velocities and excitation frequencies. The experimental results showed that the unsteady fluid forces could be represented as single valued function of the reduced velocity (flow velocity reduced by the excitation frequency and the tube diameter).

The time delay was determined by equating the unsteady fluid forces with the quasi-static forces. The results given by this innovative method of measuring the time delay in two-phase flow were consistent with theoretical expectations. The time delay could be expressed as a linear function of the convection time and the time delay parameter was determined for void fractions ranging from 60% to 90%.

Stability tests were conducted in the second stage of the project to validate the theoretical model. The two phase damping, the added mass and the critical velocity for fluidelastic instability were measured in two-phase flow. A viscoelastic damper was designed to vary the damping of the flexible tube and thus measure the critical velocity for a certain range of the mass-damping parameter. A new formulation of the added mass as a function of the void fraction was proposed. This formulation has a better agreement with the experimental results because it takes into account the reduction of the void fraction in the vicinity of the tubes in a rotated triangular tube array.

The experimental data were used to validate the theoretical results of the quasi-steady model. The validity of the quasi-steady model for two-phase flow was confirmed by the good agreement between its results and the experimental data. The time delay parameter determined in the first stage of the project has improved significantly the theoretical results, especially for high void fractions

(90%). However, the model could not be verified for void fractions lower or equal to 50% because of the limitation of the water pump capability. Further studies are consequently required to clarify this point. However, this model can be used to simulate the flow induced vibrations in steam generators' tube bundles as their most critical parts operate at high void fractions ($\geq 60\%$).

Having verified the quasi-steady model for high void fractions in two-phase flow, the third and final stage of the project was devoted to the development of a computer code for simulating flow induced vibrations of a steam generator tube subjected to fluidelastic and turbulence forces. This code was based on the ABAQUS finite elements code for solving the equation of motion of the fluid-structure system, and a development of a subroutine in which the fluid forces are calculated and applied to the tube.

Both the quasi-steady model and the Connors model were used to estimate the fluidelastic forces for comparison purposes. The forces were estimated as a function of the local void fraction, flow velocity and the tube instantaneous frequency, estimated using a Fourier transform technique. The flow velocity and density distribution was that around a prototypical steam generator tube.

Displacements and contact forces at the supports were extracted for the purpose of work-rate computations. The work-rate calculations showed a significant difference between the quasi-steady model and the Connors model. Although both models were able to predict the fluidelastic instability, the pre- and post-instability behaviors were different. The Connors model underestimated the negative damping induced by the flow at sub-critical velocities and largely overestimated it beyond the critical velocity.

This resulted in an underestimation of the work-rate for sub-critical velocities and its overestimation for super-critical velocities. This makes the model potentially non-conservative below the critical velocity. The quasi-steady model on the other hand, gave a more moderately increasing work-rate with an increasing flow velocity. The work-rate given by the quasi-steady model is of the same order of magnitude as the experimental measurements reported in the literature. One of the most important results is that the fluidelastic forces can reduce the effective damping of the tube in the pre-critical regime, leading to a larger than expected work-rate, at an operating range of the flow velocity.

This study, in short, has extended the use of the quasi-steady model for fluidelastic instability to two-phase flow, suggested an innovative method for measuring one of its key parameters, the time delay, validated the model with experimental data acquired over a wide range of the mass-damping parameter, and finally, developed a computer software for an industrial application of the model.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	ix
TABLE DES MATIÈRES	xii
LISTE DES TABLEAUX	xvi
LISTE DES FIGURES	xvii
LISTE DES ANNEXES	xxi
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xxii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE	6
1.1 Mécanismes d'excitations des vibrations induites par les écoulements	6
1.1.1 Les forces dues aux tourbillons alternés	7
1.1.2 Les forces aléatoires dues à la turbulence	8
1.1.3 Les forces fluidélastiques	11

1.2	Les modèles théoriques d'études de l'instabilité fluidélastique	12
1.2.1	Le modèle a jets alternés	12
1.2.2	Les modèles quasi-statiques :	14
1.2.3	Les modèles à écoulements non-visqueux :	17
1.2.4	Les modèles instationnaires :	17
1.2.5	Les modèles semi-analytiques à écoulement canalisé ("channel flow model") :	19
1.2.6	Les modèles quasi-stationnaires :	20
1.2.7	Les modèles numériques :	22
1.3	L'instabilité fluidélastique en écoulement diphasique	23
1.3.1	Modélisation des écoulements diphasiques	23
1.3.2	La masse hydrodynamique ajoutée :	27
1.3.3	L'amortissement	28
1.3.4	Les différents types de mélanges diphasiques	29
CHAPITRE 2 PRÉSENTATION DE LA THÈSE		33
2.1	Introduction	33
2.2	Problématique de recherche :	33
2.3	Objectifs généraux et objectifs spécifiques :	34
2.4	Méthodologie :	35
2.5	Présentation de la thèse :	36
CHAPITRE 3 TIME DOMAIN SIMULATION OF THE VIBRATION OF A STEAM GENERATOR TUBE SUBJECTED TO FLUIDELASTIC FORCES INDUCED BY TWO- PHASE CROSS-FLOW		38
3.1	Introduction	40
3.2	Theoretical Formulation	41
3.3	Fluid Forces in the Quasi-Steady Model	43
3.3.1	Expression of the Fluidelastic Forces in the Quasi-Steady Model	43
3.3.2	Variation of the Fluid Force Coefficients with the Reynolds Number	46
3.3.3	Verification of the Quasi-steady Model for a Simplified Geometry	48
3.4	Estimation of the Tube Vibration Frequency	50

3.5	Practical Implementation in ABAQUS	52
3.6	Application to a Linear Case	52
3.7	Nonlinear Simulation of the Vibration of a Steam-Generator U-Tube	55
3.7.1	Tube Vibration Response	56
3.7.2	Tube Vibration Frequency	58
3.7.3	Impact Forces	60
3.7.4	Work-Rate	62
3.8	Conclusions	64

CHAPITRE 4 FLUIDELASTIC INSTABILITY STUDY IN A ROTATED TRIANGU-		
LAR TUBE ARRAY SUBJECT TO TWO-PHASE CROSS-FLOW. PART I : FLUID FORCE		
MEASUREMENTS AND TIME DELAY EXTRACTION		67
4.1	Introduction	68
4.2	Description of the Experimental Setup	70
4.3	Unsteady Fluid Forces	73
4.4	Quasi-Static Fluid Force Coefficients	77
4.5	Estimation of the Time Lag from the Measured Fluid Force Coefficients	81
4.6	Conclusions	86

CHAPITRE 5 FLUIDELASTIC INSTABILITY STUDY IN A ROTATED TRIANGU-		
LAR TUBE ARRAY SUBJECT TO TWO-PHASE CROSS-FLOW. PART II : EXPERI-		
MENTAL TESTS AND COMPARISON WITH THEORETICAL RESULTS		91
5.1	Introduction	91
5.2	Experimental Tests	95
5.2.1	Experimental Setup	95
5.2.2	Damping	96
5.2.3	Added Mass	96
5.2.4	Fluidelastic Instability	99
5.3	Solution Procedure for the Unsteady Model	100
5.4	Solution Procedure for the Quasi-steady Model	102
5.5	Comparison between Experimental and Theoretical Results	104

5.6 Conclusions	107
CHAPITRE 6 DISCUSSION GÉNÉRALE	112
CONCLUSION	116
RÉFÉRENCES	119
ANNEXES	131

LISTE DES TABLEAUX

Table 3.1	Fluid force coefficients and their derivatives for a rotated triangular tube array	47
Table 3.2	Natural frequencies and critical velocities	54
Table 3.3	Work-rate computation for various flow conditions. CN = Connors model; QS = Quasi-Steady model; TO = Turbulence Only.	63
Table 4.1	Steady drag coefficient (C_{D0}) and derivative of the lift coefficient ($C_{L,Y/D}$) measured at $Re_\infty = 2.8 \times 10^4$ for $\beta = 0\% - 80\%$ and $Re_\infty = 1.8 \times 10^4$ for $\beta = 90\%$	84
Table 5.1	Tube frequency and damping ratio obtained by varying the rubber dimensions.	95
Table 5.2	Fluidelastic test results in the lift direction for a single flexible tube. β = void fraction, m_f = added mass, f_0 = tube natural frequency in air, ζ_t = structural damping ratio, ζ_f = flow independent damping ratio, μ_{exp} = experimentally extracted time delay [see part I of this paper], Exp. = expe- rimental results, Unst. = unsteady model; Q-S = quasi-steady model.	105

LISTE DES FIGURES

Figure 0.1	Région en U d'un générateur de vapeur et barres anti vibration.	2
Figure 1.1	Réponse vibratoire d'un faisceau de tubes en fonction de la vitesse de l'écoulement (Gorman, 1976).	6
Figure 1.2	Tourbillons alternés en aval d'un corps cylindrique (Griffin & Ramberg, 1974).	7
Figure 1.3	Jets alternés entre deux cylindres (Roberts, 1962).	13
Figure 1.4	Sommaire des données d'instabilités fluidélastiques pour des faisceaux de tubes flexibles montrant un guide de design de $K = 3.0$ (Pettigrew & Taylor, 1991)	16
Figure 1.5	Comparaison entre les résultats de stabilité théorique avec des données expérimentales (Lever & Weaver, 1982).	20
Figure 1.6	Cartes d'écoulement proposées par Noghrehkar <i>et al.</i> (1999) : comparaison avec la carte de Ulbrich & Mewes (1994) en pointillés. a) faisceau de tubes alignés, b) faisceau de tubes non alignés.	26
Figure 1.7	Masse hydrodynamique : comparaison entre théorie et expérience (Pettigrew <i>et al.</i> , 1989a).	28
Figure 1.8	Le coefficient de portance du tube central en fonction de la vitesse réduite à $P=5.6$ MPa. (a) Phase (b) Amplitude. (Mureithi <i>et al.</i> , 2002).	31
Figure 3.1	Single flexible tube in a rotated triangular array	42
Figure 3.2	Fluid forces on a typical tube	44
Figure 3.3	Variation of the drag coefficient of a single cylindrical body with the Reynolds number. Sources: Roshko (1961); Jayaweera & Mason (1965).	48
Figure 3.4	Variation of the lift coefficient of a tube in a rotated triangular array ($P/D = 1.5$) with the quasi-static displacement in the lift direction at 60% void fraction for various Reynolds numbers:	49
Figure 3.5	Variation of the steady drag coefficient of a tube in a rotated triangular array ($P/D = 1.5$) with the Reynolds number for 60% void fraction. The upstream velocity, the diameter and the length of the tube are used as non-dimensionalization parameters.	50

Figure 3.6	Comparison of theoretical and experimental critical velocities for a cluster of seven flexible tubes in a rotated triangular tube array:	51
Figure 3.7	Comparison of theoretical and experimental critical velocities for a single flexible tube in a rotated triangular tube array:	51
Figure 3.8	Tube vibration response in the lift direction at a mid-span node given by the Connors model ($K = 5.5$) and the quasi-steady model ($\mu = 1$) : (a) Stable response using the Connors model ; (b) Stable response using the quasi-steady model; (c) Onset of instability using the Connors model; (d) Onset of instability using the quasi-steady model ; (e) Unstable response using the Connors model; (f) Unstable response using the quasi-steady model. The critical velocities obtained using the eigenvalue analysis are $U_{c-CN} = 3.7$ m/s and $U_{c-QS} = 4.1$ m/s, respectively, for the Connors model and the quasi-steady model.	53
Figure 3.9	Displacement and fluidelastic force in the lift direction at node 90 at the velocity $V(s)$: (a) Displacement (Connors model), (b) Force per unit length (Connors model), (c) Displacement (quasi-steady model), (d) Force per unit length (quasi-steady model).	56
Figure 3.10	Tube response to turbulence and fluidelastic forces at the velocity $V(s)$: (a) Node 98 (Connors model); (b) Node 98 (quasi-steady model); (c) Node 78 (Connors model); (d) Node 78 (quasi-steady model).	57
Figure 3.11	Tube response at the velocity $2.5 \times V(s)$: (a) Node 98 (Connors model); (b) Node 98 (quasi-steady model); (c) Node 78 (Connors model); (d) Node 78 (quasi-steady model). Both turbulence and fluidelastic forces are applied from 0 s-1.5 s while after 1.5s , only fluidelastic forces (FE) are applied. . .	59
Figure 3.12	Vibration spectra given by the quasi-steady model at mid-span node 98 at the velocity $1.5 \times V(s)$: (a) 1.0 s-1.5s; (b) 1.5s-2.0s; (c) 2.0s-2.5s; (d) 2.5s-3.0s; (e) 3.0s-3.5s; (f) 3.5s-4.0s. Both turbulence and fluidelastic forces are applied from 0 s-2 s while after 2 s, only fluidelastic forces are applied. . .	60
Figure 3.13	Normal impact forces at node 78 in the lift direction at the velocity $V(s)$: (a) Connors model; (b) quasi-steady model.	61

Figure 3.14	Normal impact forces at node 94 in the lift direction at the velocity $2.5 \times V(s)$: (a) Connors model; (b) quasi-steady model. Both turbulence and fluidelastic forces are applied from 0 s-1.5 s while after 2 s, only fluidelastic forces are applied.	61
Figure 3.15	Flow velocity distribution and location of the nodes along the U-tube	65
Figure 3.16	Void fraction distribution along the U-tube	66
Figure 4.1	Two-phase test loop	71
Figure 4.2	Test section and displacement Mechanism: (a) tube array configuration, (b) instrumented tube mounted on the linear motor, (c) linear motor mounted on the test section.	72
Figure 4.3	Unsteady fluid forces vs. U/fD for various void fractions	74
Figure 4.4	Effect of the void fraction on the unsteady fluid forces for 8 Hz and 11 Hz excitation frequencies:	76
Figure 4.5	Variation of the lift coefficient at Reynolds number $Re_\infty = 2.8 \times 10^4$ for $\beta = 0\% - 80\%$ and $Re_\infty = 1.8 \times 10^4$ for $\beta = 90\%$	78
Figure 4.6	Variation of the derivative of the lift coefficient $C_{L,Y/D}$ with void fraction at Reynolds number $Re_\infty = 2.8 \times 10^4$ for $\beta = 0\% - 80\%$ and $Re_\infty = 1.8 \times 10^4$ for $\beta = 90\%$	79
Figure 4.7	Variation of the derivative of the lift coefficient $C_{L,Y/D}$ for 5% void fraction at Reynolds number $Re_\infty = 2.8 \times 10^4$. \circ , \square , \triangleright three different measurements at the same conditions.	80
Figure 4.8	Extracted time delay for various void fraction:	88
Figure 4.9	Dimensionless time delay for various void fraction	89
Figure 4.10	Variation of the time delay parameter μ with the void fraction	90
Figure 5.1	Flexible tube and test section: (a) Rubber damping system, (b) Flexible tube mounted on test section	94
Figure 5.2	Flow independent damping vs. void fraction.	97
Figure 5.3	Measured added mass and suggested formula for a rotated triangular tube array:	98
Figure 5.4	Typical stability tests: RMS response and damping ratio vs. pitch velocity for 60% void fraction. The ratio pitch velocity-to-upstream velocity is $U_P/U_\infty = P/(P-D)$	101

Figure 5.5	RMS response in percentage of the tube diameter vs. pitch velocity for various void fractions.	101
Figure 5.6	Comparison between experimental data and theoretical results for 60% to 90% void fraction.	109
Figure 5.7	Fluidelastic instability results comparison.	110
Figure 5.8	Fluidelastic instability results given by the unsteady model.	110
Figure 5.9	Fluidelastic instability results given by the quasi-steady model with $\mu = 1$. .	111
Figure 5.10	Fluidelastic instability results given by the quasi-steady model with $\mu = \mu_{exp}$.	111

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A : RESULTS ANALYSIS AND DISCUSSION	131
ANNEXE B : CONCLUSIONS	135
ANNEXE C : UNSTEADY FLUID FORCES	138
ANNEXE D : WORK-RATE COMPUTATIONS	142

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

AVB	barre anti-vibration,
C	coefficient d'amortissement,
C_D, C_L	coefficients de traînée et de portance, respectivement,
C_{D_0}	coefficient de traînée sur un tube à la position médiane entre deux colonnes de tubes,
C_F	valeur absolue du coefficient de force du fluide instationnaire,
$C_{L,y/D}$ ou $C_{L,Y/D}$	dérivée du coefficient de portance par rapport au déplacement adimensionnel dans la direction y ,
\tilde{C}_{da}	coefficient adimensionalisé d'amortissement du fluide,
\tilde{C}_s	coefficient adimensionalisé de rigidité du fluide,
D ou d	diamètre externe du tube,
D_e/D	paramètre de confinement,
EI	rigidité en flexion du tube,
f, f_n, f_0, f_r	fréquence, fréquence naturelle, fréquence du tube dans l'air, fréquence du tube dans l'écoulement, respectivement,
g ou \tilde{g}	facteur de retardement,
g, G (en indice)	gaz, phase gazeuse,
G	flux massique,
i	$\sqrt{-1}$ (nombre imaginaire),
j, J	vitesse superficielle de l'écoulement,
K, K_W	constante d'instabilité fluidélastique de Connors, constante d'usure,
m, m_t, m_h ou m_a	masse, masse totale, masse hydrodynamique ajoutée,
$m\delta/\rho D^2$	paramètre masse-amortissement,
l, L (en indices)	liquide, phase liquide,
P	pas entre tubes,
p/d ou P/D	ratio pas sur diamètre,
Q	débit volumique,
Re, Re_∞, Re_G	nombre de Reynolds, nombres de Reynolds basés sur la vitesse en amont du faisceau et la vitesse interstitielle, respectivement,

\tilde{S}_F	densité de puissance spectrale adimensionalisée,
T	distance à l'équilibre entre tubes dans la direction transverse de l'écoulement,
U ou V, U_∞, U_p ou U_G, U_{pc}	vitesse du fluide, vitesse du fluide en amont du faisceau, vitesse interstitielle, vitesse interstitielle critique, respectivement,
$V(s)$	distribution de vitesse de l'écoulement le long du tube en U ,
U/fD	vitesse réduite,
\dot{V}	taux d'usure,
\dot{W}_N	puissance d'usure dans la direction normale au tube,
x	titre massique,
y/D ou Y/D	déplacement adimensionalisé,
α	angle d'incidence induite par la direction apparente de l'écoulement vue du tube,
β	taux de vide donné par le modèle homogène,
δ	décrément logarithmique de l'amortissement,
ε	taux de vide,
Φ_F	phase du coefficient de force du fluide instationnaire,
μ	paramètre de retardement, viscosité (selon le contexte),
ρ, ρ_h	densité du fluide, densité homogène du fluide, respectivement,
ω	fréquence angulaire ($\omega = 2\pi f$),
ζ	ratio d'amortissement.

INTRODUCTION

Les faisceaux de tubes soumis à des écoulements fluides sont présents dans plusieurs composantes industrielles telles que les échangeurs de chaleurs, les générateurs de vapeurs, les condensateurs et les chaudières. Les lignes de transmissions aériennes soumises aux vents et aux précipitations peuvent être aussi considérées comme des faisceaux de tubes soumis à des écoulements fluides. Mais c'est surtout dans les composantes de centrales nucléaires que les vibrations induites par les écoulements fluides posent de sérieux problèmes.

En effet, les générateurs de vapeur des centrales nucléaires du type CANDU (CANada Deuterium Uranium), conçues au Canada et exploitées un peu partout dans le monde, comportent des milliers de tubes qui assurent l'échange d'énergie entre le circuit interne d'eau lourde chauffée dans le réacteur, et le circuit externe où l'eau légère est transformée en vapeur pour être dirigée vers les turbines. Ces faisceaux sont constitués de longs tubes verticaux courbés en U dans leur partie supérieure comme le montre la Figure 0.1. Ces tubes comportent trois parties : le pied chaud ("hot leg"), la région en U ("U-bend") et le pied froid ("cold leg"). L'eau surchauffée en provenance du réacteur entre dans le tube en U par le pied chaud et se refroidit au fur et à mesure qu'elle transfère sa chaleur à l'eau externe qui est alors évaporée. Parallèlement, l'eau externe entre par le bas du faisceau et est chauffée au fur et à mesure qu'elle monte, jusqu'à ce qu'elle soit transformée en vapeur qui est ensuite dirigée vers les turbines. Ces tubes sont donc sujets à des écoulements diphasiques constitués d'un mélange d'eau et de vapeur d'eau.

Toute structure soumise à un écoulement est généralement sujette à des vibrations. Plusieurs mécanismes d'excitation sont à l'origine de ces vibrations : les forces liées aux tourbillons alternés, les forces aléatoires dues à la turbulence, les forces liées à la résonance acoustique, les forces fluidélastiques (Pettigrew & Taylor, 1991) et enfin les forces quasi-périodiques récemment mises en évidence par Zhang *et al.* (2007, 2009). Païdoussis (1982) classe les vibrations induites par les écoulements en quatre catégories : celles causées par i) les écoulements transverses, ii) les écoulements internes, iii) les écoulements axiaux externes et iv) les écoulements annulaires et les fuites.

Les vibrations ne sont pas mauvaises en soi car elles facilitent le transfert de chaleur entre les circuits interne et externe ; elles sont même inhérentes à l'interaction entre l'écoulement et la structure, mais lorsqu'elles sont excessives, elles peuvent avoir des effets destructeurs sur la

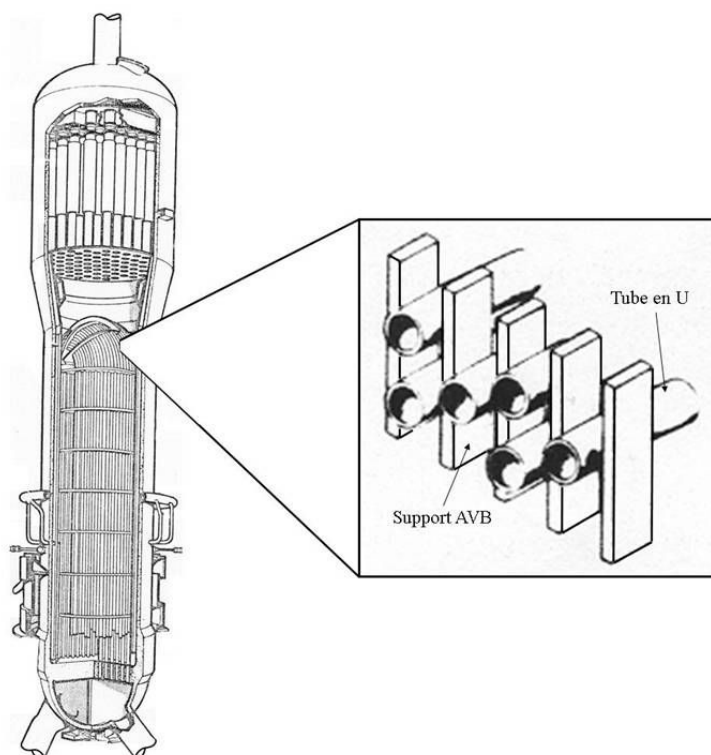


Figure 0.1 Région en U d'un générateur de vapeur et barres anti vibration.

structure. C'est pourquoi des barres anti vibration (AVB) sont placées entre les tubes, dans la région en U pour minimiser les vibrations dans la direction normale au plan de courbure (voir Figure 0.1). Mais ces barres ne font que diminuer les amplitudes de vibrations, elles ne peuvent les stopper. Les vibrations excessives peuvent entraîner la ruine des tubes par fatigue ou leur usure par frottement avec les AVB dans la région en U ou avec les supports au niveau des pieds.

Historiquement, les excitations dues à l'écoulement sur un corps cylindrique ont été étudiées depuis 1878 par Strouhal (Païdoussis, 1982), qui s'intéressa particulièrement aux forces générées par les tourbillons alternés ; mais l'étude du comportement des faisceaux de tubes ne date que des années 60, pendant la conception des premières centrales nucléaires. De tous les mécanismes d'excitation précédemment cités, les forces fluidélastiques sont considérées comme les plus préoccupantes car elles peuvent aboutir à des vibrations d'amplitudes excessivement grandes appelées "instabilité fluidélastique" lorsque la vitesse de l'écoulement atteint ou dépasse un certain seuil appelé "vitesse critique".

Dans la conception des faisceaux de tubes des générateurs de vapeur, il s'agit donc pour les ingénieurs de faire en sorte que les structures ne soient pas soumises à une instabilité fluidélastique

aux conditions normales d'opération. Ce n'est toutefois pas une tâche aisée car les tubes sont très longs (près de 10 m de hauteur) et sont supportés généralement à une vingtaine d'endroits différents. De plus, il est impossible d'un point de vue pratique de supporter les tubes efficacement sans jeu au niveau des supports, rendant ainsi difficile la prédiction de leur fréquence naturelle. Dans tous les cas, tout contrôle de la réponse vibratoire aux forces fluidélastiques nécessite au préalable une bonne connaissance scientifique du phénomène afin de pouvoir discerner les paramètres qui le gouvernent.

Le premier travail sur l'instabilité fluidélastique remonte à [Roberts \(1962\)](#), qui mit en évidence des oscillations auto-entretenues au sein d'une rangée de cylindres soumis à un écoulement transverse, alternativement rigides et flexibles dans la direction de l'écoulement. [Connors \(1970\)](#) étudia à son tour une rangée de cylindres, tous flexibles et soumis à un écoulement transverse, puis élabora le modèle quasi-statique à la suite des travaux de Roberts. Il proposa la fameuse relation de Connors qui permet d'estimer la vitesse critique d'instabilité pour un tube dans un faisceau donné en fonction de sa fréquence, de son amortissement, du ratio de masse entre structure et fluide et d'un paramètre appelée paramètre ou constante de Connors.

Plusieurs autres modèles théoriques furent proposés par la suite pour l'étude de l'instabilité fluidélastique : le modèle non-visqueux ou modèle à potentiel de vitesse ([Dalton & Helfinstine, 1971](#)), le modèle quasi-stationnaire ([Price & Païdoussis, 1982, 1983](#)), le modèle instationnaire ([Tanaka & Takahara, 1980, 1981](#); [Chen, 1983a,b, 1987](#)), le modèle quasi-instationnaire ([Granger & Païdoussis, 1996](#)), le modèle semi-analytique à écoulement canalisé ("flow channel model") ([Lever & Weaver, 1986a](#)) et les modèles numériques ([Marn & Catton, 1990](#)). Tous ces modèles seront attentivement revus dans cette étude.

Dans le sillage des travaux de Roberts et de Connors, un foisonnement d'études expérimentales eut également lieu, essentiellement pour raffiner le modèle quasi-statique de Connors et trouver de meilleures valeurs pour le paramètre de Connors pour différents types de faisceaux de tubes et d'écoulements. Au départ, la plupart de ces études furent menées dans des écoulements monophasiques (liquides ou gazeux) à l'exception de celle de [Pettigrew & Gorman \(1973\)](#) qui porta sur le comportement vibratoire d'un faisceau de tubes dans un écoulement transverse eau-air. Il faut attendre les années 80 pour que se généralisent les études sur les faisceaux de tubes soumis à des écoulements diphasiques ([Axisa *et al.*, 1984, 1985](#); [Nakamura *et al.*, 1986b,a](#)).

A quelques exceptions près, la plupart des études expérimentales furent faites dans un mélange eau-air en raison du coût très élevé des boucles eau-vapeur. Il se pose donc la question de la validité

des résultats expérimentaux pour les tubes d'un générateur de vapeur qui fonctionnent en réalité dans un mélange eau-vapeur. Pour surmonter ce problème, certains chercheurs utilisèrent un fluide à base de fréon en raison de la proximité du rapport de densité liquide-vapeur de fréon avec celui de l'eau-vapeur d'eau (Pettigrew *et al.*, 1995, 2002; Pettigrew & Taylor, 2009). Les résultats ont montré très peu de différence en termes de vitesse critique entre les mélanges air-eau et eau-vapeur ou fréon-vapeur, à l'exception de ceux de Pettigrew & Taylor (2009) qui ont montré une vitesse critique d'instabilité plus petite pour un mélange Fréon-22/vapeur. Il est donc toujours considéré que les résultats en eau-air sont représentatifs de ce qui se passe dans un générateur de vapeur. Les travaux théoriques ou semi-empiriques en eau-air permettent dans tous les cas de développer des modèles qui peuvent ensuite être appliqués au cas plus réaliste des mélanges eau-vapeur.

Il faut mentionner qu'en dehors des études expérimentales, la plupart des modèles théoriques ont été développés dans le cadre des écoulements monophasiques alors que les générateurs de vapeurs opèrent majoritairement en écoulements diphasiques (Pettigrew & Taylor, 1994). Les études expérimentales quant à elles, peuvent être difficilement généralisées à des faisceaux de tubes ou à des conditions d'écoulements différents. La nécessité d'étendre les modèles théoriques aux écoulements diphasiques s'impose par conséquent.

Le modèle instationnaire qui est basé sur la mesure expérimentale des forces du fluide instationnaires peut être utilisé en écoulements diphasiques. Ce modèle a déjà été utilisé par Mureithi *et al.* (2002) et Hirota *et al.* (2002) pour effectuer des calculs de vitesse critique dans un faisceau de tubes alignés. Ce modèle requiert toutefois beaucoup de données expérimentales. De plus, Mureithi *et al.* (2002) reportèrent une faible corrélation entre forces et déplacements de tubes adjacents, rendant ainsi difficile son application à un modèle à plusieurs tubes flexibles. Le modèle quasi-stationnaire permet de surmonter cette difficulté et offre l'avantage de coûter moins en données expérimentales.

Récemment une étude menée au sein du laboratoire d'Interaction Fluide-Structure (IFS) de l'École Polytechnique de Montréal par Shahriary *et al.* (2007) a permis d'adapter le modèle quasi-stationnaire de Price et Païdoussis à l'étude de l'instabilité fluidélastique des faisceaux de tubes dans les écoulements diphasiques. Cette étude s'est appuyée sur la mesure des coefficients des forces du fluide et le calcul de leurs variations en fonction des déplacements des cylindres. Ce modèle permet non seulement la prédiction de la vitesse critique d'instabilité mais aussi fournit des forces du fluide plus réalistes. Cependant, un des paramètres clés du modèle quasi-stationnaire qu'est le retard des forces du fluide par rapport au mouvement de la structure restait toujours à déterminer. La nécessité de vérifier la validité du modèle pour des conditions expérimentales plus

étendues s'imposait également.

L'intérêt de toutes ces études est l'amélioration du design des générateurs de vapeur des centrales nucléaires de façon à ce qu'elles puissent atteindre leurs capacités maximales de fonctionnement dans des conditions satisfaisantes de sécurité. Elles permettent aussi aux fabricants de composants de centrales nucléaires de pouvoir rassurer les organismes de contrôle et de sûreté nucléaire sur la bonne maîtrise du comportement mécanique de leurs structures ainsi que sur l'étendue de leurs durées de vie. Il est donc capital de pouvoir utiliser ces résultats pour procéder à des simulations du comportement des faisceaux de tubes en amont du design. A cette fin, des codes informatiques ont été développés dont VIBIC[®] par Rogers & Pick (1976, 1977) à Énergie Atomique du Canada Limité (EACL) et FIVDYNA[®] à Babcock & Wilcox Canada (BWC) en 2008. Cependant, ces codes utilisent une formulation très simplifiée des forces du fluide, basée sur le modèle quasi-statique de Connors. Cette formulation des forces du fluide n'exprime que très peu la physique de l'interaction entre l'écoulement et la structure. Ce problème est examiné dans cette présente étude.

Le but de ce projet de doctorat est essentiellement d'étendre les modèles d'études de l'instabilité fluidélastique aux écoulements diphasiques, de vérifier leur validité dans ces conditions et de mettre au point un outil de simulation de vibrations induites par les écoulements dans les faisceaux de tubes des générateurs de vapeurs. Cette thèse va commencer par une revue de littérature détaillée (Chapitre 1) sur les mécanismes d'excitations des vibrations induites par les écoulements, les modèles théoriques d'étude de l'instabilité fluidélastique, suivis du cas particulier des écoulements diphasiques. Ensuite, une présentation des objectifs et des étapes du travail sera faite (Chapitre 2). Puis, le travail à proprement parler sera présenté sous forme d'articles de revues (Chapitres 3-5). Enfin, une analyse ainsi qu'une discussion des résultats sera faite (Chapitre 6) et des perspectives pour le futur seront dégagées dans la Conclusion.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

1.1 Mécanismes d'excitations des vibrations induites par les écoulements

Price (1995) classe les mécanismes d'excitations de vibrations des structures soumises à des écoulements en trois catégories : les forces de turbulences, les forces périodiques dont les tourbillons alternés, et les forces fluidélastiques. La Figure 1.1 (Gorman, 1976) présente la réponse vibratoire d'un faisceau de tubes en fonction de la vitesse de l'écoulement. Elle met en évidence les trois mécanismes d'excitations vibratoires. Les forces de turbulences sont présentes dès que la vitesse de l'écoulement est non nulle ; les forces dues aux tourbillons alternés ont des effets vibratoires importants lorsqu'il y a résonance tandis que les forces fluidélastiques sont prépondérantes à des vitesses très élevées de l'écoulement.

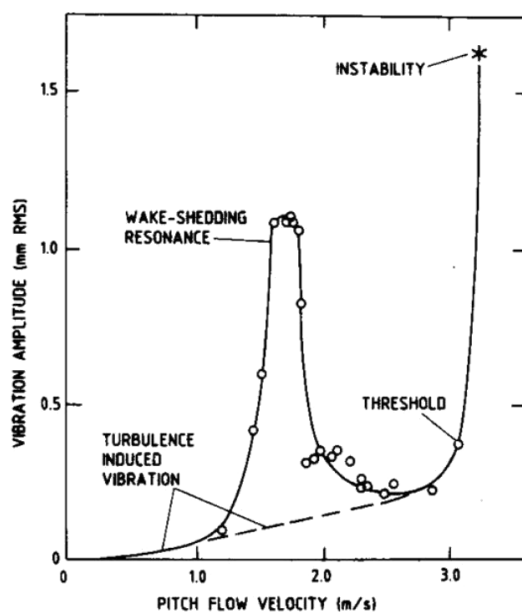


Figure 1.1 Réponse vibratoire d'un faisceau de tubes en fonction de la vitesse de l'écoulement (Gorman, 1976).

1.1.1 Les forces dues aux tourbillons alternés

Les tourbillons alternés sont des tourbillons qui se forment en aval d'un corps solide, de forme cylindrique par exemple, liés au détachement de l'écoulement à la paroi du corps (voir Figure 1.2). Ces tourbillons entraînent alors une variation périodique des forces de traînée et de portance sur le corps. La fréquence de fluctuation de la traînée due aux tourbillons alternés est deux fois plus grande que celle de la portance (Weaver *et al.*, 2000). Leur effet vibratoire dépend d'un paramètre adimensionnel, le nombre de Strouhal S :

$$S = \frac{fD}{V}, \quad (1.1)$$

où f est la fréquence de formation des tourbillons, D une dimension caractéristique de l'objet, le diamètre par exemple pour un corps de forme cylindrique, et V la vitesse du fluide. La valeur du nombre de Strouhal qui entraîne de larges amplitudes d'oscillations dépend de l'écoulement. Pour un écoulement sous-critique ($40 \leq Re \leq 2 \times 10^5$), on a $S = 0.2$ tandis que pour un régime supercritique ($Re \geq 3.5 \times 10^6$), on obtient $S = 0.3$. Entre les deux régimes la périodicité est mal définie (Païdoussis, 1982).



Figure 1.2 Tourbillons alternés en aval d'un corps cylindrique (Griffin & Ramberg, 1974).

Un phénomène d'accrochage peut se produire si l'amplitude des vibrations est plus grande que $0.01D$ et si le paramètre masse-amortissement ($m\delta/\rho D^2$) n'est pas très élevé, contraignant alors les tourbillons à se former avec la même fréquence que la fréquence de vibration du cylindre (Païdoussis, 1982). Dans l'expression du paramètre masse-amortissement, m est la masse par unité de longueur du cylindre incluant la masse hydrodynamique et la masse du fluide à l'intérieur du

cylindre, δ son décrétement logarithmique, ρ la densité massique du fluide et D une dimension caractéristique comme le diamètre par exemple. Pour éviter la résonance due aux tourbillons alternés, [Païdoussis \(1982\)](#) conseille aux concepteurs de garder la fréquence naturelle de la structure en dehors d'une plage de $\pm 40\%$ de la fréquence de résonance des tourbillons. On peut aussi supprimer ou atténuer la formation des tourbillons en créant des rayures hélicoïdales à la surface de la structure, en apposant des plaques ou en faisant des perforations sur la paroi ([Païdoussis, 1982](#)), mais tout ceci est très difficile à mettre en pratique sur les structures des composantes industrielles. Il faut donc contrôler dans la mesure du possible l'amplitude maximale de réponse lorsqu'il y a résonance de la structure avec les tourbillons alternés.

Diverses relations semi-empiriques donnent l'amplitude maximale de la réponse d'un corps cylindrique en fonction de son amortissement et du nombre de Strouhal ([Païdoussis, 1982](#)). Par exemple, faisant usage d'une formulation analytique de la vibration d'un tube sous forçage périodique, [Taylor et al. \(1989\)](#) exprimèrent l'amplitude maximale d'oscillation à la résonance dans la direction de la portance, pour un tube encastré-libre de longueur L de la manière suivante :

$$y_n(L) = \frac{1.566 \times F_L}{8\pi^2 m \zeta f_n^2}; \quad F_L = 0.5 \times C_L \rho D V^2. \quad (1.2)$$

où m est la masse par unité de longueur du tube, D son diamètre, f_n sa fréquence naturelle, ζ le ratio d'amortissement, C_L le coefficient de portance et V la vitesse du fluide. Une structure faiblement amortie et immergée dans un fluide dense est donc susceptible de vibrer à grandes amplitudes en cas de résonance avec les tourbillons alternés. La présence de structures environnantes peut aussi modifier la valeur du nombre de Strouhal pour la résonance avec les tourbillons alternés ([Weaver et al., 2000](#)). En écoulement diphasique, à la suite des investigations menées par [Taylor et al. \(1989\)](#), [Pettigrew & Taylor \(1994\)](#) conclurent que la résonance due aux tourbillons alternés ne se produit que pour un taux de vide inférieur à 15%. Au-delà, la présence des bulles de gaz empêche la formation des vortex. Ce résultat reste valide pour un taux de vide supérieur à 85%.

1.1.2 Les forces aléatoires dues à la turbulence

En plus des forces liées aux tourbillons alternés, un corps solide plongé dans un fluide en mouvement est soumis à des forces aléatoires résultant de la fluctuation de pression à la paroi du corps : ce sont les forces de turbulence. Le tube se comporte comme un filtre qui extrait de l'énergie au fluide dans une fenêtre de fréquence proche de la fréquence naturelle du système.

La compréhension des forces de turbulence est importante lors de l'étude des forces fluidélastiques dans la mesure où l'effet des deux types de forces se superposent tout le temps. Dans la simulation des vibrations induites par les écoulements diphasiques, les forces de turbulences doivent aussi être prises en compte. D'où la nécessité de faire une revue détaillée des modèles de forces de turbulences proposées par les chercheurs.

Les études sur les forces induites par les écoulements dans les échangeurs de chaleur remontent aux années 50, mais à cette époque, seules les forces périodiques étaient perçues comme mécanisme principal d'excitation dont il fallait se prémunir (Païdoussis, 1982).

Pettigrew & Gorman (1978) menèrent une série d'expériences en écoulement diphasique au cours desquelles ils analysèrent les spectres de réponses aux excitations du fluide. Ils proposèrent deux modèles analytiques : i) pour les forces de turbulences, considérant l'excitation comme aléatoire, ii) pour les tourbillons alternés, considérés comme une excitation harmonique.

Plusieurs études expérimentales suivirent celles de Pettigrew & Gorman (1978). Zdravkovich & Namork (1978) étudièrent la réponse vibratoire d'un faisceau de tubes de configuration triangulaire équilatérale et relativement dense (ratio pas sur diamètre $P/D = 1.375$) dans un écoulement d'air. De fortes turbulences furent observées. La fréquence des tourbillons était loin de la fréquence naturelle du système, ce qui permit l'étude de la turbulence loin de la résonance. La deuxième rangée de tubes était la plus excitée.

Chen (1980) mena une série d'expériences dans l'air, aussi bien sur des faisceaux denses que des faisceaux de tubes espacés. Plusieurs fréquences de tourbillons furent détectées au sein des faisceaux. On nota également des accrochages et des résonances acoustiques avec la structure. Pour les faisceaux espacés, une résonance remarquable (pic) due aux tourbillons alternés fut observée ainsi qu'une résonance acoustique. Mais pour les faisceaux denses, bien qu'on eût noté une augmentation de l'amplitude autour de la fréquence naturelle, on n'observa pas de pic. Chen conclut à une absence de résonance et donc à une simple réponse aux forces de turbulences. Des expériences similaires furent menées par Nakamura *et al.* (1982) sur des faisceaux de tubes alignés et non-alignés, mesurant les coefficients de portance et de traînée. Le coefficient de traînée était 2.5 fois celui de la portance.

On doit les premiers modèles analytiques d'étude des vibrations induites par les forces de turbulence à Pettigrew *et al.* (1978); Pettigrew & Gorman (1981); Blevins (1978); et à Blevins *et al.* (1981). Le modèle simplifié de Pettigrew et Gorman suppose : i) une corrélation totale le long du tube et ii) une réponse suivant le 1^{er} mode. L'amplitude RMS (Root Mean Square) de la réponse en

son centre pour un cylindre simplement supporté est donnée par :

$$y_{RMS}\left(\frac{1}{2}L\right) = \frac{S^{\frac{1}{2}}(f_1)}{[4\pi^5 f_1^3 m^2 \zeta_1]^{\frac{1}{2}}}, \quad (1.3)$$

où $S(f_1)$ est la densité spectrale (PSD) par unité de longueur ; f_1 et ζ_1 sont respectivement la 1^{ère} fréquence naturelle du cylindre et le ratio d'amortissement associé, tandis que m est la masse par unité de longueur du système.

$$S^{1/2}(f_1) = \frac{1}{2}\rho D U_P^2 C_R(f_1), \quad (1.4)$$

où $C_R(f_1)$ est le coefficient d'excitation aléatoire effectif, ρ la densité massique du fluide, U_P la vitesse interstitielle du fluide ("pitch velocity"), c'est-à-dire sa vitesse au sein du faisceau de tubes et D le diamètre externe du tube. Pour un tube intérieur, $C_R(f) = 12 \times 10^{-3} Hz^{-1/2}$, pour $10Hz \leq f \leq 40Hz$, tandis que pour un tube en amont du faisceau, $C_R(f) = 22 \times 10^{-3} Hz^{-1/2}$, pour $10Hz \leq f \leq 40Hz$. [Blevins et al. \(1981\)](#) proposèrent une relation similaire à celle de [Pettigrew & Gorman \(1981\)](#).

En écoulement diphasique, [Taylor et al. \(1989\)](#) procédèrent à une expérimentation étendue sur des faisceaux de tubes variés et proposèrent un guide de design. La réponse vibratoire d'un tube légèrement amorti soumis à des forces de turbulence uniformément distribuées et entièrement corrélées le long du tube est :

$$y^2(x) = \frac{C_1(x) S_F(f)}{[16\pi^3 f^3 m^2 \zeta]^{\frac{1}{2}}}. \quad (1.5)$$

Le coefficient C_1 dépend des conditions aux frontières : $C_1(L) = 0.613$ et $C_1(0.581L) = 0.4123$ pour un tube encastré-libre ou encastré-simplement supporté de longueur L . En utilisant la relation (1.5) on peut déduire la valeur de la densité spectrale à partir de la réponse vibratoire. [Taylor et al. \(1989\)](#) proposèrent la relation suivante pour la densité spectrale normalisée ($NPSD$) lorsque le faisceau de tubes opère dans un régime d'écoulement continu :

$$NPSD = \frac{S_F(f)}{(\dot{m}_r D)^2} = 10^{(0.03\varepsilon - 5)}, \quad \text{pour } 25\% \leq \varepsilon \leq 90\%. \quad (1.6)$$

où \dot{m}_r est le débit massique du fluide et ε le taux de vide.

Le modèle de [Taylor et al. \(1989\)](#) fut par la suite raffiné dans une série de publications ([Taylor et al., 1996](#); [Taylor & Pettigrew, 2000](#); [Pettigrew & Taylor, 2003b](#)). A la suite de [De Langre & Villard \(1998\)](#), [Pettigrew & Taylor \(2003b\)](#) suggérèrent le guide de design suivant pour un tube

intérieur :

$$\begin{aligned}\tilde{S}_F(f_R) &= 16 \frac{L_0}{L_e} \left(\frac{f}{f_u} \right)^{-0.5}, & 0.001 \leq \frac{f}{f_u} \leq 0.05, \\ \tilde{S}_F(f_R) &= 2 \times 10^{-3} \frac{L_0}{L_e} \left(\frac{f}{f_u} \right)^{-3.5}, & 0.05 \leq \frac{f}{f_u} \leq 1.\end{aligned}\tag{1.7}$$

où f est la fréquence, $f_R = f/f_u$, $f_u = U_p/D_w$, $U_p = U_\infty P/(P-D)$, $D_w = 0.1D/\sqrt{(1-\beta)}$, $L_0 = 1$ m et L_e la longueur d'excitation du tube. La densité spectrale $S_F(f)$ a été adimensionnalisée dans la formule (1.7) en utilisant la pression et le facteur de normalisation f_u : $\tilde{S}_F(f_R) = \frac{S_F(f)}{(p_0 D)^2} f_u$, où $p_0 = \rho_h g D_w$.

Ces modèles de forces de turbulence peuvent être utilisés dans la simulation des vibrations induites par les écoulements. Les forces générées sont alors superposées aux forces fluidélastiques.

1.1.3 Les forces fluidélastiques

Les premiers modèles d'étude de l'instabilité fluidélastique tels que les modèles quasi-statiques se sont focalisés sur l'étude de l'instabilité elle-même plutôt que sur la modélisation des forces fluidélastiques. C'est probablement la raison pour laquelle la littérature existante sur le sujet parle essentiellement d'"instabilité fluidélastique" plutôt que de "forces fluidélastiques". Cependant, les modèles plus aboutis comme les modèles quasi-stationnaires ou instationnaires ont mis en évidence l'existence de forces fluidélastiques, même à des vitesses d'écoulement en deçà de la vitesse critique d'instabilité. On peut donc parler de forces fluidélastiques sans qu'il y ait une quelconque instabilité.

D'un point de vue physique, le mécanisme des forces fluidélastique diffère radicalement des autres types d'excitations décrites précédemment. Dans les autres mécanismes, les forces d'excitations agissent comme des forces découplées qui proviennent exclusivement du fluide. On peut immobiliser le tube et mesurer les forces aléatoires ou les forces dues aux tourbillons alternés tandis que dans le cas des forces fluidélastiques, ceci n'est pas envisageable, elles seraient simplement nulles (Price, 1995). Les forces fluidélastiques agissent comme un mécanisme de feed-back entre le mouvement de la structure et celui du fluide qui l'entoure.

Le mouvement de la structure entraîne une modification du cours de l'écoulement, ce qui génère des forces qui à leur tour agissent sur la structure et ainsi de suite. Il y a cependant un délai entre l'action de la structure sur le fluide et la réaction du fluide. Ce déphasage est susceptible d'entraîner une instabilité en introduisant une composante excitatrice dans la force qui agit sur la structure. L'instabilité intervient quand la structure extrait plus d'énergie au fluide qu'elle n'en dissipe. Les

amplitudes de déplacements augmentent alors rapidement mais elles sont limitées par la présence des non-linéarités telles que les autres tubes, le jeu au niveau du support, etc. Le spectre de la réponse se caractérise par un pic étroit révélant l'absence d'un amortissement significatif ([Pettigrew & Taylor, 1991](#)). Il y a aussi une forte corrélation avec les tubes adjacents.

On distingue trois mécanismes différents pouvant conduire à l'instabilité : l'instabilité contrôlée par l'amortissement, celle contrôlée par la rigidité et enfin l'instabilité engendrée par des forces hystérétiques du fluide ([Price, 1995](#)).

L'instabilité contrôlée par l'amortissement est due au déphasage entre les forces du fluide et le déplacement de la structure qui les engendre, lesquelles forces ont maintenant une composante en phase avec la vitesse, susceptible de générer un amortissement négatif. Un seul degré de liberté est suffisant pour provoquer ce type d'instabilité. Par conséquent, il peut se produire sur un seul tube flexible au sein d'un faisceau de tubes rigides.

L'instabilité contrôlée par la rigidité nécessite au moins deux degrés de libertés et une différence de phase entre eux. Ceci donne une matrice de rigidité carrée qui en cas de non-symétrie, peut entraîner une instabilité ([Chen, 1987](#); [Price, 1995](#)). Ce type d'instabilité est encore connu sous le nom de mécanisme lié au déplacement car les forces déstabilisantes sont en phase avec le déplacement.

Le troisième type d'instabilité est très peu décrit dans la littérature. Il est mentionné par [Price \(1995\)](#). Il serait dû aux non-linéarités qui engendreraient des forces hystérétiques dont l'amplitude dépend de la direction du mouvement du cylindre.

En raison du danger qu'elle comporte pour les structures, l'instabilité fluidélastique a suscité un grand effort d'investigations de la part des chercheurs qui ont développé plusieurs modèles théoriques et expérimentaux pour l'étudier.

1.2 Les modèles théoriques d'études de l'instabilité fluidélastique

1.2.1 Le modèle a jets alternés

[Roberts \(1962\)](#) fut probablement le premier à étudier l'instabilité fluidélastique de tubes flexibles dans sa thèse de doctorat. S'appuyant sur des résultats préliminaires suggérant que l'instabilité avait lieu dans le sens de l'écoulement, Roberts considéra une rangée de tubes cylindriques alternativement flexibles dans le sens de l'écoulement. Il fit ensuite l'hypothèse que l'écoulement entre deux cylindres pouvait être assimilé à un écoulement canalisé entre deux parois imaginaires passant

par les milieux des deux cylindres (voir Figure 1.3). Les deux cylindres génèrent en aval deux tourbillons de tailles différentes et de sens opposés entre lesquels passe un jet. La différence de pression dans le jet provoquée par les deux tourbillons l'emmène à se courber et à frapper les parois imaginaires, une partie du fluide du jet servant à réalimenter les tourbillons. L'instabilité a lieu lorsque l'énergie transférée au système par le fluide surpasse celle dissipée mécaniquement par la structure.

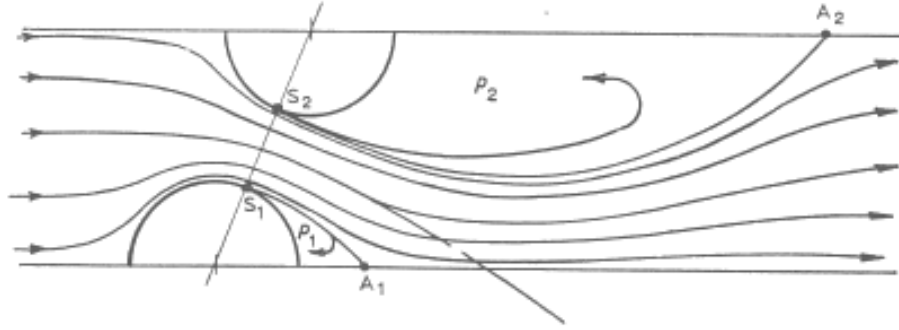


Figure 1.3 Jets alternés entre deux cylindres (Roberts, 1962).

Roberts (1962) fit les suppositions suivantes : i) la séparation des tourbillons se fait au point de distance minimum entre les cylindres, ii) la différence de pression dans le jet est constante et iii) l'écoulement est non visqueux avant la séparation et dans le jet. La dernière hypothèse lui permit d'utiliser l'équation de Laplace pour trouver la distribution de pression autour du cylindre en aval du point de séparation. Roberts introduisit également le concept de délai pour le changement de direction du jet. Il supposa que le changement de direction avait lieu seulement si ce délai était inférieur à la demi-période d'oscillation du cylindre c'est-à-dire : $V_c/\omega_n \varepsilon D \geq 2$. Il obtint l'équation suivante pour un cylindre flexible dans une rangée :

$$\frac{V_c}{\omega_n \gamma D} = K \left(\frac{m\delta}{\rho D^2} \right)^{0.5}, \quad (1.8)$$

où V_c est la vitesse critique d'instabilité, ω_n est la fréquence naturelle angulaire du tube ; γ est le ratio de la fréquence à l'instabilité sur la fréquence naturelle qui est voisin de 1 et $(m\delta/\rho D^2)$ est le paramètre masse-amortissement.

Bien que le modèle de Roberts soit en accord avec ses propres résultats expérimentaux, l'accord avec les autres résultats est moins bonne en général (Price, 1995). Cela est probablement dû

au fait que les travaux de Roberts ont été faits dans la direction de l'écoulement alors que la plupart des autres résultats ont été obtenus dans la direction de la portance. Son analyse comporte d'autres limites. Elle ne peut s'appliquer qu'à la rangée en aval du faisceau (Price, 1995). Elle ne s'applique aussi que pour des vibrations dans le sens de l'écoulement. En plus, elle nécessite au moins deux cylindres, et donc, ne peut prévoir l'instabilité contrôlée par l'amortissement qui peut survenir même avec un seul tube. Son modèle fut tout de même celui qui a jeté les bases de l'étude des instabilités fluidélastiques dans les faisceaux de tubes. C'est en s'appuyant sur ce modèle que Connors (1970) dérivait sa fameuse formule en utilisant une analyse quasi-statique.

1.2.2 Les modèles quasi-statiques :

Les modèles quasi-statiques furent développés par Connors (1970, 1978) et Blevins (1974). L'hypothèse fondamentale de ces modèles consiste à supposer que la dynamique d'un corps solide en mouvement dans un fluide est décrite par une succession d'états quasi-statiques, i.e. les forces du fluide agissant sur le corps en mouvement à chaque instant sont les mêmes que celles qui agissent sur le corps maintenu statique à la même position instantanée.

Le travail de Connors s'inspire fortement de celui de Roberts (1962). Il considéra une rangée de tubes flexibles dans un écoulement transverse puis mesura les forces du fluide sur un des tubes après avoir imposé des déplacements finis à chacun des tubes adjacents. Comme on peut s'y attendre, il n'observa aucun changement dans la valeur de la force de portance du tube central lorsque les tubes qui l'entouraient étaient déplacés de façon symétrique par rapport à l'écoulement. En revanche, il nota que la force de traînée variait et avait un comportement hystérétique semblable à celui observé par Roberts. Dans la direction antisymétrique, il mesura seulement la force de portance, négligeant la variation de la traînée. Il retrancha ensuite la contribution du phénomène du "jet alterné" aux forces de portance et de traînée puis, après avoir posé l'équilibre de l'énergie dans chacune des deux directions, obtint la relation suivante :

$$\frac{V_{pc}}{f_n D} = K \left(\frac{m \delta}{\rho D^2} \right)^{0.5}. \quad (1.9)$$

K est la constante de Connors dont la valeur dépend de la géométrie du faisceau de tubes. Pour la rangée de tubes considérée par Connors, de ratio $P/D = 1.41$, sa valeur était de 9.9. Plusieurs chercheurs ont commis l'erreur d'utiliser cette valeur pour d'autres faisceaux de tubes, provoquant des incohérences avec les résultats expérimentaux.

Blevins (1974) proposa une dérivation mathématique de la relation de Connors en supposant que les forces du fluide sur un cylindre sont dues au déplacement relatif entre ce cylindre et les cylindres environnants. Bien que cette hypothèse soit contestable (Price, 1995) il obtient la relation suivante :

$$\frac{V_{pc}}{f_n D} = \frac{2(2\pi)^{0.5}}{(C_x K_y)^{0.25}} \left(\frac{m\delta}{\rho D^2} \right)^{0.5}, \quad (1.10)$$

où C_x et K_y sont des constantes. Cette relation est équivalente à celle de Connors (1.9) en posant : $K = \frac{2(2\pi)^{0.5}}{(C_x K_y)^{0.25}}$.

Plus tard, Blevins (1979) modifia son modèle pour prendre en compte la dépendance de l'amortissement vis-à-vis du fluide.

$$\frac{V_{pc}}{f_n D} = K \left[\frac{m}{\rho D^2} 2\pi (\zeta_x \zeta_y)^{0.5} \right]^{0.5}, \quad (1.11)$$

où ζ_x et ζ_y sont les ratios d'amortissement lié au fluide dans la direction x et y , respectivement.

Plusieurs études expérimentales eurent pour objectif de proposer des valeurs de K pour différents types de faisceaux de tubes. Connors (1978) proposa $K = (0.37 + 1.67P/D)$ lorsque $1.41 \leq P/D \leq 2.12$ pour un faisceau carré de ratio $P/D = 1.41$, aussi bien dans l'eau que dans l'air. Gorman (1976), Pettigrew *et al.* (1978) proposèrent $K = 3.3$ pour tout type de faisceaux. Plus tard, Pettigrew & Taylor (1991) suggérèrent $K = 3.0$ comme limite inférieure des données expérimentales (voir Figure 1.4).

Plusieurs auteurs proposèrent de modifier la relation de Connors pour séparer l'effet de l'amortissement de celui de la masse. Weaver & Koroyannakis (1982) montrèrent que pour un seul cylindre flexible dans un faisceau triangulaire tourné de ratio $P/D = 1.375$, la relation était : $V_{pc}/f_n D = K \delta^{0.21} (m/\rho D^2)^{0.29}$. Price & Kuran (1990) obtinrent $V_{pc}/f_n D$ proportionnel à $\delta^{0.06}$ lorsque $m/\rho D^2 = 280$ et 490 , pour une configuration carrée tournée de ratio $P/D = 2.12$. Pour un tube flexible dans un faisceau carré de ratio $P/D = 1.5$, Price & Païdoussis (1989) suggérèrent que $V_{pc}/f_n D$ est proportionnel à $\delta^{0.05}$ pour $m/\rho D^2 = 3.79$ et $\delta^{0.24}$ pour $280 \leq m/\rho D^2 \leq 2380$. Une intéressante discussion sur cette problématique est proposée par Price (2001).

Le modèle quasi-statique demeure le plus utilisé pour prédire l'instabilité fluidélastique mais il présente des limites. Il ne prévoit pas de régions multiples d'instabilité contrairement aux résultats expérimentaux (Price, 2001) ; il suppose une certaine corrélation de deux cylindres adjacents alors qu'un seul tube flexible au sein d'un faisceau de tubes rigides peut entrer en instabilité (Weaver & Koroyannakis, 1982).

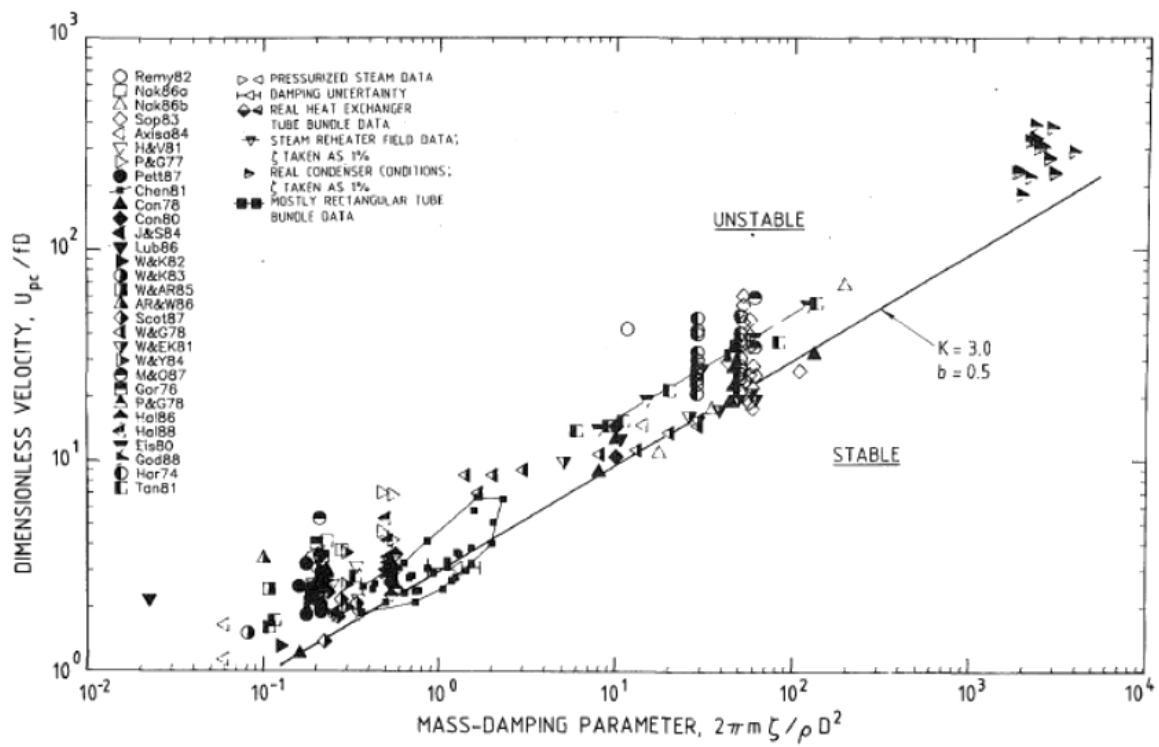


Figure 1.4 Sommaire des données d'instabilités fluidélastiques pour des faisceaux de tubes flexibles montrant un guide de design de $K = 3.0$ (Pettigrew & Taylor, 1991)

1.2.3 Les modèles à écoulements non-visqueux :

Les différents modèles non-visqueux font l'hypothèse que le fluide interstitiel au sein du faisceau de tubes peut être assimilé à un fluide non-visqueux, considérant les régions tourbillonnaires comme négligeables. Le potentiel de vitesse est obtenu par un développement en série, les coefficients étant obtenus par application des conditions aux frontières, principalement la condition de non pénétration à la surface du cylindre. On applique ensuite l'équation de Bernoulli pour obtenir la distribution de pression autour du cylindre.

Dalton & Helfinstine (1971) furent les pionniers du modèle non-visqueux ; ils considérèrent un faisceau de tubes flexibles dans un fluide stagnant ; suivis de Balsa (1977) qui procéda à un développement du potentiel de vitesse en fonction de (D/P) . Chen (1975, 1978) développa le potentiel de vitesse en série de Fourier et même s'il obtint de bons résultats pour la masse ajoutée, la comparaison avec les coefficients de forces statiques fut décevante. Païdoussis *et al.* (1984) poursuivirent dans la même lancée mais inclurent un déphasage entre le mouvement du cylindre et les forces du fluide. Leurs résultats surestimaient la vitesse critique réduite d'un facteur 5. Païdoussis *et al.* (1985) révisèrent leur modèle et superposèrent deux potentiels : l'un obtenu en utilisant l'équation de Bernoulli et des mesures de la distribution de pression autour du cylindre, l'autre en considérant le fluide entraîné par le mouvement du cylindre comme non-visqueux. Ils inclurent aussi des termes de rigidité du fluide mais omirent la différence de phase entre le mouvement du cylindre et les forces du fluide.

D'une manière générale, les résultats obtenus par le modèle non-visqueux sont décevants (Price, 1995) et par conséquent, cette méthode connaît peu de succès dans la prédiction de l'instabilité fluidélastique, mais elle permet tout de même d'obtenir d'assez bon résultats dans le calcul de la masse ajoutée (Chen *et al.*, 1994).

1.2.4 Les modèles instationnaires :

La première analyse instationnaire fut faite par Tanaka & Takahara (1980, 1981) qui procédèrent à la mesure des forces du fluide instationnaires sur un cylindre dans un faisceau aligné de ratio $P/D = 1.33$ soumis à un écoulement d'eau. A partir des données expérimentales, ils calculèrent les coefficients des forces puis la vitesse critique d'instabilité. Les mesures expérimentales furent faites dans un faisceau de 28 tubes répartis sur 4 rangées de 7 tubes. Le calcul numérique fut fait par contre pour un faisceau de 12 tubes disposés en 3 rangées de 4 tubes, en raison de

la limite de puissance de calcul de l'ordinateur. L'écart avec les résultats expérimentaux étaient seulement de 7%. Ils corrigèrent donc les résultats théoriques sur cette base et investiguèrent les effets de l'amortissement et du ratio de masse sur la vitesse critique d'instabilité. Ils proposèrent les relations suivantes :

$$\frac{V_{pc}}{f_0 D} = K \left(\frac{m}{\rho D^2} \right)^{1/2} \delta^{1/2}, \quad \text{pour un fluide de faible densité ;} \quad (1.12a)$$

$$\frac{V_{pc}}{f_0 D} = K \left(\frac{m}{\rho D^2} \right)^{1/3} \delta^{1/5}, \quad \text{pour un fluide de densité élevée.} \quad (1.12b)$$

où f_0 est la fréquence du tube dans l'air.

Chen (1983a,b) introduisit les forces du fluide instationnaires mesurées par Tanaka et Takahara dans un modèle qu'il avait développé auparavant (Chen, 1978). Tout comme Tanaka et Takahara, il exprima les forces du fluide en fonction de l'accélération, de la vitesse, du déplacement du tube et des coefficients de traînée et de portance. En introduisant les modes propres du tube ainsi qu'une distribution de vitesse du fluide donnée puis en intégrant le long du tube, il obtint l'équation du mouvement de la structure qui se trouve être découplée entre les différents modes. Chen (1983a,b) mit en évidence deux types de mécanismes d'instabilité.

- L'instabilité contrôlée par l'amortissement intervient quand l'amortissement modal devient négatif. Cela se produit lorsque la vitesse du fluide dépasse un certain seuil. Ce type d'instabilité est similaire à l'instabilité dans les lignes de transmissions. Il peut se produire quand on a affaire à un seul cylindre flexible dans un faisceau de tubes rigides et ne nécessite pas un couplage avec les autres cylindres. Pour ce type d'instabilité, la relation qui donne la vitesse critique est : $\frac{V_{pc}}{fD} = \frac{4}{C_g} \left(\frac{2\pi\zeta m}{\rho D^2} \right)$, où C_g est fonction de la vitesse réduite du fluide. La valeur de C_g varie selon que la relation soit définie dans l'air ou dans le fluide.

- L'instabilité contrôlée par la rigidité est provoquée par les forces de rigidité du fluide qui sont en phase avec le déplacement. Le critère d'instabilité est donné par : $\frac{V_{pc}}{fD} = \frac{K}{C_f} \left(\frac{2\pi\zeta m}{\rho D^2} \right)^{0.5}$, où $K = C_f$ dans l'air et $K = \sqrt{2\pi}$ dans un écoulement liquide. Ce type d'instabilité nécessite au moins deux cylindres flexibles qui entrent en déphasage au moment de l'instabilité.

Chen (1983a,b) ne proposa cependant pas de critère général d'instabilité car le problème aux valeurs propres ne pouvait être résolu analytiquement. Il proposa d'appliquer le premier critère lorsque la vitesse réduite est inférieure à 15 et le deuxième critère dans l'autre cas. Il est aussi important de souligner que dans les expressions ci-dessus la vitesse critique réduite n'est pas proportionnelle au paramètre masse-amortissement ou à sa demi-puissance car C_g et C_f dépendent

aussi de la vitesse réduite.

Eisinger *et al.* (1995) s'appuyèrent sur le modèle instationnaire de Chen pour développer un code d'éléments finis sous ABAQUS pour simuler la vibration des tubes de la région en U d'un générateur de vapeur. En général, le modèle instationnaire donne des résultats mieux en accord avec les résultats expérimentaux en comparaison avec les autres modèles mais la mesure des forces du fluide instationnaires demande un grand effort expérimental.

1.2.5 Les modèles semi-analytiques à écoulement canalisé ("channel flow model") :

Lever & Weaver (1982, 1986a,b) proposèrent une approche plus analytique dans la modélisation de l'instabilité fluidélastique. S'appuyant sur des expériences préliminaires (Lever & Weaver, 1982) montrant qu'un seul tube flexible dans un faisceau rigide avait la même vitesse critique d'instabilité qu'un faisceau de tubes flexibles, ils considérèrent un seul tube flexible dans la direction de la portance. Leur modèle supposait une série de simplifications :

- L'amplitude de la réponse avant instabilité est très petite ($\leq 0.01D$)
- L'instabilité a lieu en premier lieu dans la direction de la portance
- Le mouvement d'un tube à l'instabilité est harmonique
- L'écoulement entre deux colonnes de tubes peut être considéré comme canalisé à l'intérieur d'un tube de courant. Cette hypothèse est voisine de celle du modèle à jets alternés de Roberts (1962).

Ils firent aussi l'hypothèse que le mouvement du cylindre déplaçait radialement les lignes de courant avec un retard proportionnel à la distance radiale. Ils obtinrent le critère d'instabilité suivant :

$$\frac{m\delta}{\rho D^2} = C_1 U_r^2 \sin(1/U_r) + C_2 U_r \cos(1/U_r) + C_3 U_r^3 [\cos(1/U_r) - 1] + C_4 U_r, \quad (1.13)$$

$$\frac{V_{pc}}{f_n D} = C_5 U_r, \quad (1.14)$$

où C_1 à C_5 sont respectivement, des constantes qui dépendent de la géométrie du faisceau, le coefficient de résistance qui caractérise la dissipation d'énergie par friction, le coefficient de traînée, et le paramètre de retardement qui caractérise le délai entre le mouvement du cylindre et l'effet sur le fluide.

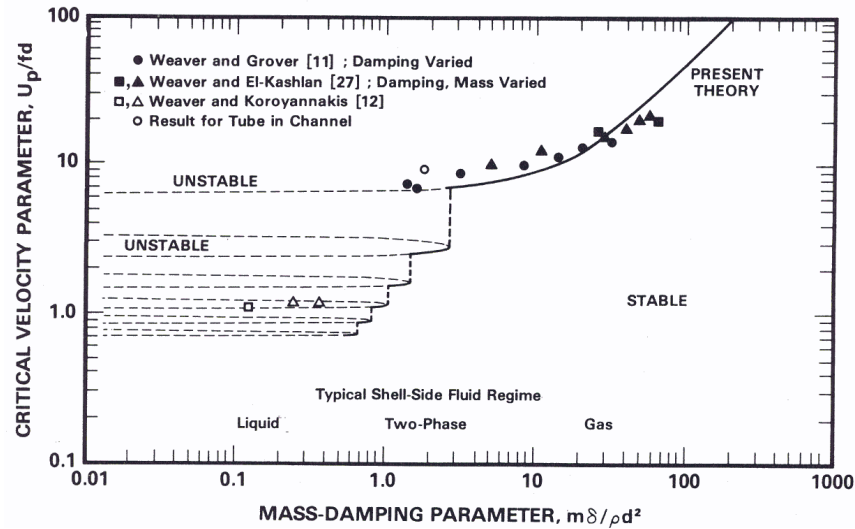


Figure 1.5 Comparaison entre les résultats de stabilité théorique avec des données expérimentales (Lever & Weaver, 1982).

La comparaison avec les résultats expérimentaux pour un faisceau de tubes de $P/D = 1.375$ fut assez bonne (Figure 1.5). Lever & Weaver (1986b) montrèrent que l'effet du paramètre de retardement est très important aux faibles valeurs du paramètre masse-amortissement. Du coup ce modèle qui se veut purement analytique se retrouve dépendant de paramètres empiriques.

Le modèle de Lever et Weaver fut modifié plus tard par Yetisir & Weaver (1988) qui introduisirent une fonction de déclin des perturbations du fluide par le mouvement du cylindre, au fur et à mesure qu'on s'éloigne du cylindre. Yetisir & Weaver (1988, 1993a,b) apportèrent une modification significative à leur modèle précédent, prenant en compte l'effet des cylindres environnants sur les forces du fluide agissant sur un cylindre donné.

1.2.6 Les modèles quasi-stationnaires :

La définition d'un modèle quasi-stationnaire varie d'un auteur à un autre. Lever & Weaver (1982) considèrent comme théorie quasi-stationnaire, toute théorie basée sur l'hypothèse que les forces du fluide agissant sur un cylindre à un instant donné sont données par les forces stationnaires du fluide sur ce cylindre et les cylindres environnants à cet instant précis. Le modèle de Connors est donc classifié parmi les modèles quasi-stationnaires.

Price & Païdoussis (1982, 1983) ajoutent à l'hypothèse précédente la supposition que le mouvement du cylindre modifie la vitesse relative du fluide par rapport au cylindre, les forces de traînée

et de portance résultantes étant désormais respectivement parallèle et normale à la vitesse relative, et non à la vitesse initiale de l'écoulement. De plus, ils considèrent que les coefficients de traînée et de portance restent inchangés par rapport à ceux mesurés ou calculés sur un corps en mouvement stationnaire, ce qui signifie que le cylindre est immédiatement affecté par l'effet du mouvement du fluide à la vitesse relative, sans aucun retard. Plus tard, [Price & Païdoussis \(1984\)](#) améliorèrent leur modèle en ajoutant l'hypothèse d'un retard des forces du fluide par rapport au mouvement de la structure. La définition de Price est adoptée dans cette thèse, appliquant le terme quasi-statique aux modèles décrits par [Lever & Weaver \(1982\)](#). Le terme "quasi-stationnaire" désigne donc le modèle de [Price & Païdoussis \(1982, 1983\)](#), sa variante ([Price & Païdoussis, 1984](#)) et tout autre modèle similaire.

La première analyse quasi-stationnaire est attribuée à [Gross \(1975\)](#), suivi de [Price & Païdoussis \(1982\)](#). Gross proposa un critère d'instabilité reliant la vitesse critique réduite au paramètre masse-amortissement et à $\partial C_y / \partial \alpha$:

$$\frac{V_{pc}}{f_n D} = \frac{m \delta}{\rho D^2 (-\partial C_y / \partial \alpha)}. \quad (1.15)$$

[Price & Païdoussis \(1982\)](#) exprimèrent les forces du fluide en fonction de la vitesse du cylindre et de la variation des coefficients de force en fonction de l'angle incident et des coordonnées x et y , probablement de façon incorrecte.

Plus tard, [Price & Païdoussis \(1984, 1985, 1986a\)](#) et [Price & Kuran \(1990\)](#) raffinèrent leur modèle pour inclure l'effet des cylindres environnants, de leurs déplacements apparents et du retardement du fluide à l'approche d'un cylindre. Les coefficients des forces du fluide furent développés suivant une expansion de Taylor en fonction des coordonnées des cylindres environnants. L'hypothèse d'une "action différée", c'est à dire un délai entre la génération de la force du fluide par le mouvement d'un cylindre et son action sur le cylindre en aval, fut également ajouté au modèle.

Même si la plupart des auteurs s'accordent sur l'hypothèse du retardement dans les modèles d'étude de l'instabilité fluidélastique, son explication n'est pas unanime. Pour [Price & Païdoussis \(1984\)](#) ce délai est dû au ralentissement du fluide à l'approche du tube. [Lever & Weaver \(1982, 1986a,b\)](#) pensent qu'il est dû au temps mis par le fluide, à cause de son inertie, pour se réajuster à la position changeante du tube. [Price & Païdoussis \(1984\)](#) proposèrent d'exprimer ce délai (τ) en fonction du diamètre du cylindre D , de la vitesse interstitielle U_G et d'un paramètre de retardement μ de la façon suivante :

$$\tau = \mu D / U_G. \quad (1.16)$$

Considérant un mouvement harmonique, cet effet peut être pris en compte en multipliant le déplacement du cylindre par $\tilde{g} = e^{-\lambda \mu D / U_G}$, où λ est la fréquence propre.

Price & Païdoussis (1984, 1986b) appliquèrent leur modèle au cas d'un seul tube flexible dans un faisceau de tubes rigides, pour de grandes valeurs de $V_{pc}/f_n D$ et obtinrent un critère d'instabilité similaire à celui de Gross (1975) :

$$\frac{V_{pc}}{f_n D} = \frac{4m\delta}{\rho D^2 (-C_D - \mu D \partial C_L / \partial y)}. \quad (1.17)$$

Pour réduire le nombre de degrés de liberté dans un éventuel calcul numérique, Price & Païdoussis (1986a) et Price & Kuran (1990) proposèrent de réduire le nombre de tubes du faisceau à un petit groupe de tubes se déplaçant suivant le même mode avec des déphasages entre les colonnes et les rangées, c'est la méthode du "mode contraint".

Granger & Païdoussis (1996) modifièrent le modèle quasi-stationnaire sous le nom de modèle quasi-instationnaire pour introduire un effet de "mémoire" sous la forme d'une série d'exponentielles décroissantes. Mais ce modèle est limité dans son application à un seul tube flexible et nécessite des constantes qui dépendent de la réponse vibratoire (Price, 2001).

Récemment, Shahriary *et al.* (2007) mesurèrent les coefficients de forces quasi-statiques dans un écoulement diphasique et menèrent une analyse quasi-stationnaire de l'instabilité fluidélastique. Ils obtinrent des résultats en assez bon accord avec les résultats expérimentaux.

Le modèle quasi-stationnaire nécessite certes plus de données expérimentales par rapport au modèle semi-analytique de Lever & Weaver (1986a,b) mais moins que le modèle instationnaire de Tanaka & Takahara (1981) et Chen (1983a,b). Ses résultats sont en assez bon accord avec les données expérimentales mais la question de sa validité dans le cadre d'un écoulement diphasique demeure. Aussi, la valeur du paramètre de retardement en écoulement diphasique reste toujours à mesurer.

1.2.7 Les modèles numériques :

D'une manière générale, la complexité de l'interaction fluide-structure rend difficile sa modélisation par des méthodes numériques. Marn & Catton (1990, 1991) développèrent d'abord un modèle analytique voisin de celui de Lever & Weaver (1986a) mais considérèrent que les variables du fluide comme la pression pouvaient être décomposées en deux parties : une partie constante et une perturbation entièrement due au mouvement de la structure. Les forces du fluide obtenues par

intégration de la pression autour du cylindre sont ensuite appliquées à la structure.

Ils obtinrent des résultats d'instabilité conformes aux résultats expérimentaux seulement lorsque $m\delta/\rho D^2 \geq 5$, dans le sens de l'écoulement, ce qui est contraire aux observations expérimentales. Ce n'est qu'aux très grandes valeurs de $V_{pc}/f_n D$, qu'ils obtinrent une instabilité dans la direction transverse. [Marn & Catton \(1992\)](#) essayèrent d'appliquer leur modèle numérique aux écoulements diphasiques mais leur analyse est un peu trop simpliste pour une utilisation pratique ([Price, 1995](#)).

Tous les modèles théoriques exposés dans cette section ont été développés et testés en écoulement monophasique alors que les générateurs de vapeurs opèrent en écoulement diphasique pour la plupart ([Pettigrew & Taylor, 1994](#)). Dans la section suivante, seront revues les études expérimentales et les rares études théoriques menées en écoulement diphasique. Les paramètres importants des écoulements diphasiques seront aussi définis afin de paver le chemin vers l'extension des modèles théoriques aux écoulements diphasiques.

1.3 L'instabilité fluidélastique en écoulement diphasique

Malgré la prépondérance des composantes opérant en écoulements diphasiques, les études sur les vibrations induites par ce type d'écoulement n'ont pris de l'ampleur que récemment. Les principaux mécanismes d'excitation en écoulement diphasique sont les forces de turbulence et les forces fluidélastiques. Généralement, les forces dues aux tourbillons alternés sont absentes lorsque le taux de vide dépasse 15% ([Taylor et al., 1989](#)). L'intensité et la nature des excitations induites par les écoulements diphasiques dépendent de plusieurs paramètres diphasiques dont le taux de vide et le débit massique mais aussi des régimes d'écoulements.

1.3.1 Modélisation des écoulements diphasiques

Les paramètres les plus importants dans l'étude des vibrations induites par les écoulements diphasiques sont le taux de vide, la vitesse et le régime d'écoulement. La mesure de ces paramètres étant difficile, plusieurs modèles ont été développés pour les estimer.

Le modèle homogène

Le modèle homogène suppose un écoulement uniforme à travers la section du canal ainsi qu'un ratio de glissement $S = 1$ entre la vitesse du gaz et celle du liquide. Dans ce modèle, le taux de vide

est égal au titre volumique et est donné par :

$$\varepsilon = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l}, \quad (1.18)$$

où Q est le débit volumique ; les indices g et l indiquant respectivement la phase gazeuse et la phase liquide. La densité massique et la vitesse moyenne du fluide diphasique sont données par :

$$\rho_h = \varepsilon \rho_g + (1 - \varepsilon) \rho_l, \quad (1.19)$$

$$U_\infty = \frac{\rho_g Q_g + \rho_l Q_l}{\rho_h A}, \quad (1.20)$$

où A est l'aire de la section du canal en amont de l'écoulement et ρ la densité massique. Pour un faisceau de tubes sous écoulement transverse, on définit la vitesse interstitielle ("pitch velocity") de la manière suivante :

$$U_p = U_\infty \frac{P}{P - D}, \quad (1.21)$$

où U_∞ est la vitesse en amont du faisceau, P le pas entre tubes et D le diamètre des tubes. Le modèle homogène est largement utilisé par les chercheurs en raison de sa simplicité mais dans certaines conditions d'écoulement le glissement entre les phases ne peut être écarté, à cause de l'effet de la gravité, surtout en écoulement vertical. De même pour certains régimes d'écoulement, l'écoulement ne peut être considéré comme uniforme.

Le modèle de Feenstra

Le modèle de [Feenstra \(2000\)](#) part de l'expression du taux de vide en fonction du ratio de glissement de vitesses, du titre massique et du ratio de densité. Une corrélation semi-empirique est ensuite établie pour exprimer le ratio de glissement en fonction des autres paramètres de l'écoulement.

$$\varepsilon = \left[1 + S \frac{\rho_g}{\rho_l} \left(\frac{1}{x} - 1 \right) \right]^{-1}. \quad (1.22)$$

L'expression donnant le ratio de glissement proposée par [Feenstra \(2000\)](#) est :

$$S = 1 + 25.7 (Ri \times Cap)^{0.5} (P/D), \quad (1.23)$$

$$Ri = \Delta \rho^2 g a / G_p^2, \quad (1.24)$$

$$Cap = \eta_l U_g / \sigma, \quad (1.25)$$

$$U_g = \frac{x G_p}{\epsilon \rho_g}, \quad (1.26)$$

où Ri est le nombre de Richardson, Cap le nombre capillaire, x le titre volumique, G_p le débit massique au gap, σ la tension superficielle, η_l la viscosité absolue du liquide, g l'accélération de la pesanteur et a le jeu entre tubes. Le nombre capillaire dépend du taux de vide par l'intermédiaire de la vitesse de la phase gazeuse. Par conséquent son calcul se fait de façon itérative jusqu'à convergence. Comparés aux résultats du modèle homogène, ceux fournis par le modèle de Feenstra sont mieux en accord avec les résultats expérimentaux obtenus en utilisant le densitomètre à rayons gamma.

Les régimes d'écoulement

Les régimes d'écoulement jouent un rôle important dans toute étude impliquant des écoulements diphasiques et de ce fait, ne peuvent être négligés. Cependant, très peu de données sur les régimes d'écoulements au sein des faisceaux de tubes sont disponibles dans la littérature.

La première carte de régimes en écoulement diphasique transverse fut établie par [Grant & Murray \(1972\)](#). Leurs investigations portèrent sur un faisceau de 39 tubes non alignés de 19 mm de diamètre et de ratio $P/D = 1.25$, soumis à un écoulement diphasique vertical constitué d'un mélange eau-air. S'appuyant sur des observations visuelles, ils distinguèrent trois types de régimes d'écoulement : le régime à bulle, le régime intermittent et le régime dispersé. Leur carte ne couvre qu'une mince étendue de vitesses superficielles et est donc limitée.

[Ulbrich & Mewes \(1994\)](#) étudièrent les régimes d'écoulement dans un mélange eau-air en écoulement vertical au sein d'un faisceau de tubes alignés et répartis en 10 rangées de 5 tubes, de 20 mm de diamètre chacun. Le ratio P/D était de 1.5. Les régimes d'écoulements furent déterminés par observation visuelle et par analyse de la variation de la perte de charge (pressure drop) entre la première et la dernière rangée de tubes dans le faisceau. Chaque régime d'écoulement est caractérisé par un profil particulier de la perte de charge en fonction du temps. Trois régimes d'écoulements distincts furent décrits.

Le régime à bulle est caractérisé par une dispersion de petites bulles de gaz de forme elliptique dans le continuum liquide. Le régime intermittent est proche du régime agité en écoulement axial. Il se caractérise par une répartition chaotique et irrégulière de la phase gazeuse au sein de la phase liquide et vice versa. La taille des bulles peut augmenter considérablement et dépasser le diamètre du tube. Enfin, le régime dispersé se caractérise par une dispersion de gouttelettes de liquide au sein de la phase gazeuse. Ce régime peut être décomposé en régime intermittent-dispersé et annulaire-dispersé.

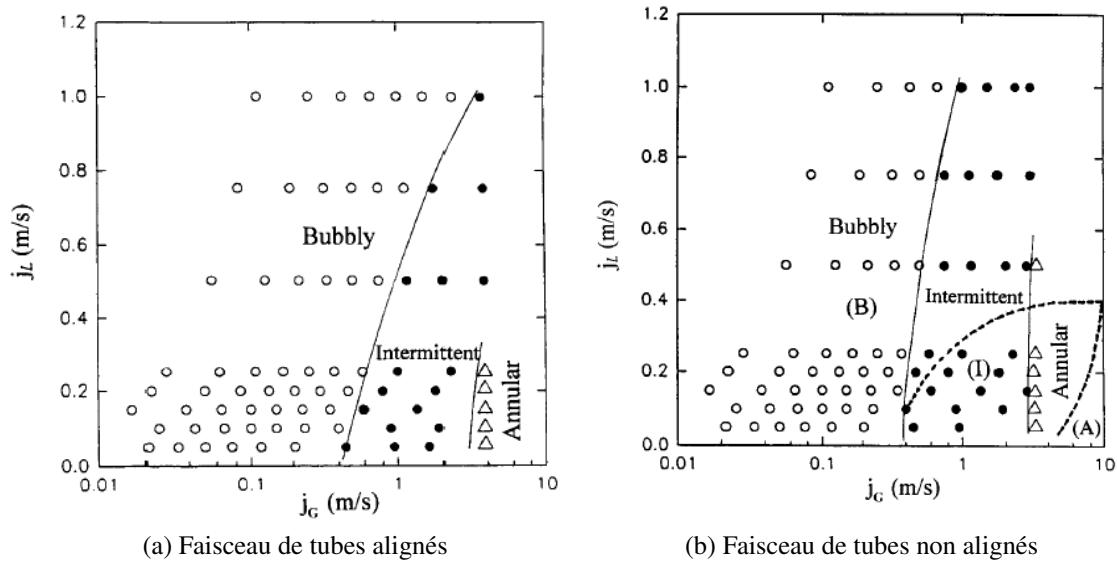


Figure 1.6 Cartes d'écoulement proposées par [Noghrehkar et al. \(1999\)](#) : comparaison avec la carte de [Ulbrich & Mewes \(1994\)](#) en pointillés. a) faisceau de tubes alignés, b) faisceau de tubes non alignés.

[Noghrehkar et al. \(1999\)](#) étudièrent l'influence de la configuration du faisceau sur les régimes d'écoulement. Ils considérèrent successivement un faisceau de tubes alignés de 24 rangées puis un autre faisceau non aligné de 26 rangées. Chaque rangée était constituée de 5 tubes et 2 demi-tubes. Le ratio P/D était de 1.47 dans les deux cas. Pour s'émanciper de la subjectivité inhérente à la définition des régimes d'écoulement, ils utilisèrent des sondes de résistivité électrique pour mesurer le taux de vide et évaluer sa densité de probabilité.

Les cartes d'écoulements de [Noghrehkar et al. \(1999\)](#) sont reproduites dans la Figure 1.6 et comparées avec celle de [Ulbrich & Mewes \(1994\)](#). Leurs résultats sont semblables à ceux de [Ulbrich & Mewes \(1994\)](#) à l'exception que le régime intermittent ne fut pas détecté chez ces derniers.

pour ($j_l > 0.4$ m/s et $j_g < 9.3$) m/s. Ce fait fut attribué par [Noghrehkar et al. \(1999\)](#) à la différence des méthodes utilisées pour définir les régimes d'écoulements. L'effet de la configuration du faisceau fut non significatif aux faibles valeurs des vitesses superficielles mais la transition entre le régime à bulle et le régime intermittent est déplacée vers la droite dans le cas du faisceau non aligné. En effet, dans le faisceau non aligné, les tubes brisent les bulles et les poches de gaz et ont tendance à mélanger les deux phases, ce qui retarde l'occurrence du régime intermittent.

Ces cartes peuvent être utilisées pour identifier les régimes d'écoulements pour chaque condition expérimentale. Les régimes intermittents ont en général des effets difficilement prévisibles sur les résultats d'instabilité.

1.3.2 La masse hydrodynamique ajoutée :

La masse hydrodynamique est la masse ajoutée par le fluide à celle du tube qui vibre en son sein. [Carlucci & Brown \(1983\)](#) exprimèrent la masse hydrodynamique en fonction de la fréquence de vibration f_r d'un tube flexible dans un faisceau rigide en écoulement axial confiné de la manière suivante :

$$m_h = m_t \left[(f_0/f_r)^2 - 1 \right], \quad (1.27)$$

où f_0 est la fréquence naturelle du tube dans l'air et m_t la masse du tube par unité de longueur. [Pettigrew et al. \(1989a\)](#) étudièrent la masse hydrodynamique d'un faisceau de tubes soumis à un écoulement diphasique transverse. Ils considérèrent des faisceaux en configurations carrée, triangulaire normale et triangulaire tournée d'un ratio $P/D = 1.22$ à 1.47 . La masse hydrodynamique fut exprimée en fonction du paramètre de confinement D_e .

$$m_h = \frac{1}{4} \rho_h D^2 \left[\frac{(D_e/D)^2 + 1}{(D_e/D)^2 - 1} \right], \quad (1.28)$$

où ρ_h représente la densité du mélange diphasique obtenu en utilisant le modèle homogène.

$$\begin{aligned} \frac{D_e}{D} &= \left(0.96 + 0.5 \frac{P}{D} \right) \frac{P}{D}, & \text{pour un tube dans un faisceau triangulaire;} \\ \frac{D_e}{D} &= \left(1.07 + 0.56 \frac{P}{D} \right) \frac{P}{D}, & \text{pour un tube dans un faisceau carré.} \end{aligned}$$

Le modèle théorique est en assez bon accord avec les résultats expérimentaux (Figure 1.7) pour les faisceaux carrés et triangulaires normaux sauf pour un taux de vide supérieur à 80%. Cela fut attribué au régime d'écoulement généralement intermittent ou dispersé qui intervient au delà de

80% de taux de vide. En revanche, la comparaison est moins bonne pour les faisceaux triangulaires tournés.

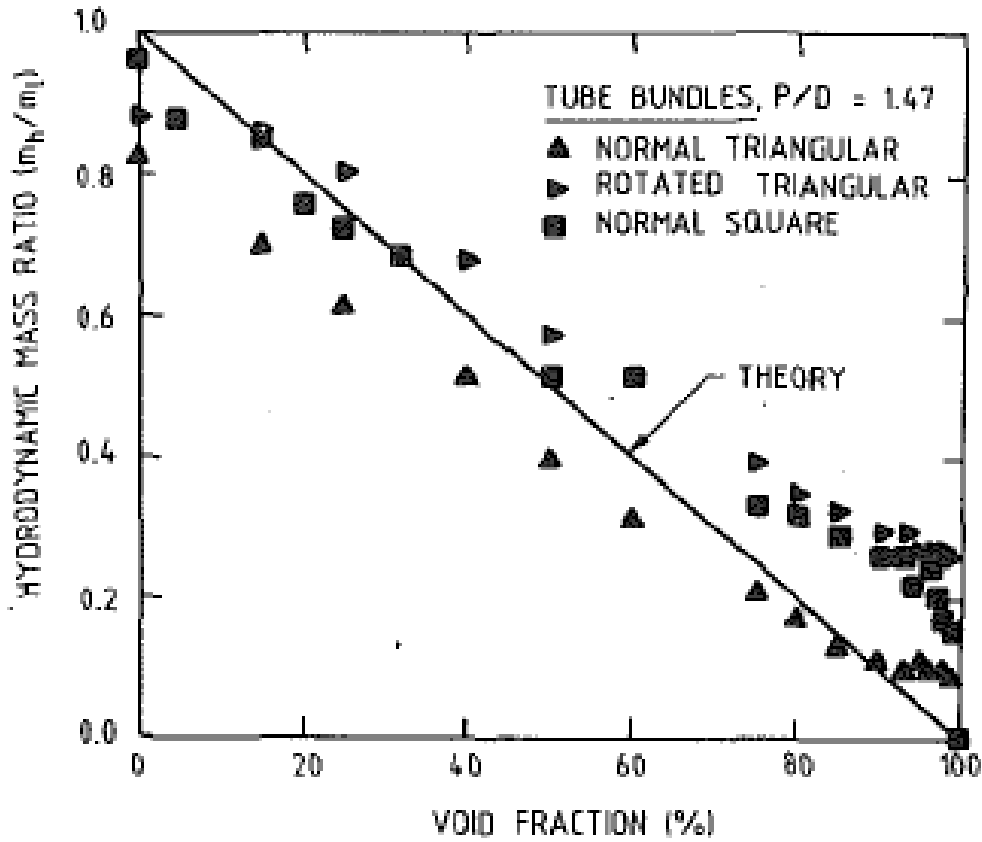


Figure 1.7 Masse hydrodynamique : comparaison entre théorie et expérience (Pettigrew *et al.*, 1989a).

1.3.3 L'amortissement

L'amortissement dans un faisceau de tubes sous écoulement diphasique transverse peut être décomposé de la manière suivante (Pettigrew *et al.*, 1986a,b; Pettigrew & Taylor, 2003a) :

$$\zeta_T = \zeta_F + \zeta_{SF} + \zeta_V + \zeta_{2\phi}, \quad (1.29)$$

où ζ_F est l'amortissement par friction, ζ_{SF} l'amortissement dû au film mince, ζ_V l'amortissement visqueux et $\zeta_{2\phi}$ l'amortissement diphasique. L'amortissement par friction est donné par :

$$\begin{aligned}\zeta_F &= 5 \left(\frac{N-1}{N} \right) \left(\frac{E}{l_m} \right)^{1/2}, & \text{dans un milieu gazeux et;} \\ \zeta_F &= 0.5 \left(\frac{N-1}{N} \right) \left(\frac{E}{l_m} \right)^{1/2}, & \text{dans un milieu liquide;}\end{aligned}$$

où N est le nombre de travées, E l'épaisseur du support et l_m la longueur des travées. L'amortissement visqueux en milieu fluide est donné par :

$$\zeta_V = \frac{100\pi}{\sqrt{8}} \left(\frac{\rho D^2}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{2\nu}{\pi f D^2} \right)^{1/2} \left\{ \frac{[1 + (D_e/D)^3]}{[1 - (D_e/D)^2]} \right\}, \quad (1.30)$$

où ρ est la densité massique du mélange et ν sa viscosité cinématique.

L'amortissement dû au film mince s'obtient par :

$$\zeta_{SF} = \left(\frac{N-1}{N} \right) \left[\frac{1460}{f} \left(\frac{\rho_l D^2}{m} \right) \left(\frac{E}{l_m} \right) \right]^{1/2}. \quad (1.31)$$

Le choix du type d'amortissement dans la modélisation d'un faisceau de tubes dépend du milieu dans lequel baignent les supports. Au delà de 40% de taux de vide l'amortissement visqueux est généralement négligeable selon [Pettigrew & Taylor \(2003a\)](#).

[Pettigrew & Taylor \(1997\)](#) proposèrent également une expression semi-empirique de l'amortissement diphasique :

$$\zeta_{2\phi} = 4.0 \left(\frac{\rho_l D^2}{m} \right) [f(\varepsilon)] \left\{ \frac{[1 + (D_e/D)^3]}{[1 - (D_e/D)^2]} \right\}, \quad (1.32)$$

$$f(\varepsilon) = \begin{cases} \varepsilon/40\% & \text{pour } \varepsilon < 40\% \\ 1 & \text{pour } 40\% \leq \varepsilon < 70\% \\ 1 - (\varepsilon - 70\%)/40\% & \text{pour } \varepsilon > 70\%. \end{cases} \quad (1.33)$$

1.3.4 Les différents types de mélanges diphasiques

La plupart des études expérimentales sur les instabilités fluidélastiques des faisceaux de tubes ont été menées avec des mélanges eau-air en raison du faible coût des boucles générant ce type

de mélange. Pourtant, les faisceaux de tubes des générateurs de vapeur fonctionnent dans un mélange eau-vapeur alors que l'écart des principaux paramètres diphasiques entre les deux phases du mélange varie d'un mélange à l'autre.

Quelques auteurs reportèrent tout de même des résultats d'études menées en eau-vapeur. [Axisa et al. \(1984, 1985\)](#) comparèrent les résultats de stabilités de mélanges eau-air et eau-vapeur au sein d'un faisceau de tubes de configuration triangulaire normal. Ils ne trouvèrent pas de différence significative et conduisirent par la suite une étude en eau-air au sein de faisceaux triangulaire normal et triangulaire tourné. [Nakamura et al. \(1986b,a, 1995\)](#) procédèrent à des tests d'instabilité fluidélastique avec des mélanges eau-air et eau-vapeur.

[Pettigrew et al. \(1995\)](#) procédèrent à une étude sur les vibrations induites par les écoulements dans un mélange diphasique à base de fréon R-22. Ils reportèrent que la réponse vibratoire du tube en dessous de la vitesse critique d'instabilité est de plus faible amplitude comparée au cas du mélange eau-air. Cela fut attribué au faible niveau d'excitation due à la turbulence dans le mélange à base de fréon en raison du faible écart de densité, de tension superficielle et de viscosité entre les deux phases du mélange. En dessous de 65% de taux de vide, les résultats d'instabilité fluidélastique sont comparables à ceux du mélange eau-air ($K = 3.0$). Au-delà, l'instabilité intervient beaucoup plus tôt ($K = 1.36$). Cela pourrait s'expliquer par un changement de régime mais mises à part les observations visuelles, aucune preuve formelle de l'établissement d'un régime intermittent ne fut établie.

[Feenstra et al. \(1995, 2003\)](#) publièrent aussi les résultats d'études menées dans un mélange à base de fréon R-11 sur un faisceau de tubes de configuration triangulaire tourné ayant un ratio $P/D = 1.4$. Ils obtinrent des résultats similaires à ceux de [Pettigrew et al. \(1995\)](#), avec une vitesse critique d'instabilité qui diminuait en fonction du paramètre masse-amortissement au delà d'un certain seuil ($m\delta/\rho D^2 = 10^{-1}$).

[Mureithi et al. \(2002\)](#) mesurèrent les forces du fluide instationnaires et les vitesses critiques d'instabilité d'un faisceau de tubes sous écoulement diphasique eau-vapeur à haute pression allant jusqu'à 5.8 MPa. Les mesures de forces furent faites à un taux de vide de 90%. Le coefficient de portance est présenté dans la Figure 1.8 en fonction de la vitesse réduite. Il apparaît que contrairement aux résultats en écoulement monophasique ([Tanaka & Takahara, 1980](#); [Mureithi et al., 1996](#)) les coefficients de force ne dépendent pas que de la vitesse réduite et du taux de vide.

Ils trouvèrent aussi que la fonction de transfert était dépendante du temps, notamment aux faibles pressions (0.5 MPa). Ils notèrent aussi une faible cohérence entre les forces induites sur

les tubes voisins par le mouvement du tube central. Cela serait dû au bruit causé par la forte turbulence. La non-stationnarité des forces du fluide aux faibles pressions coïncide avec un régime d'écoulement intermittent qui pourrait en être la cause.

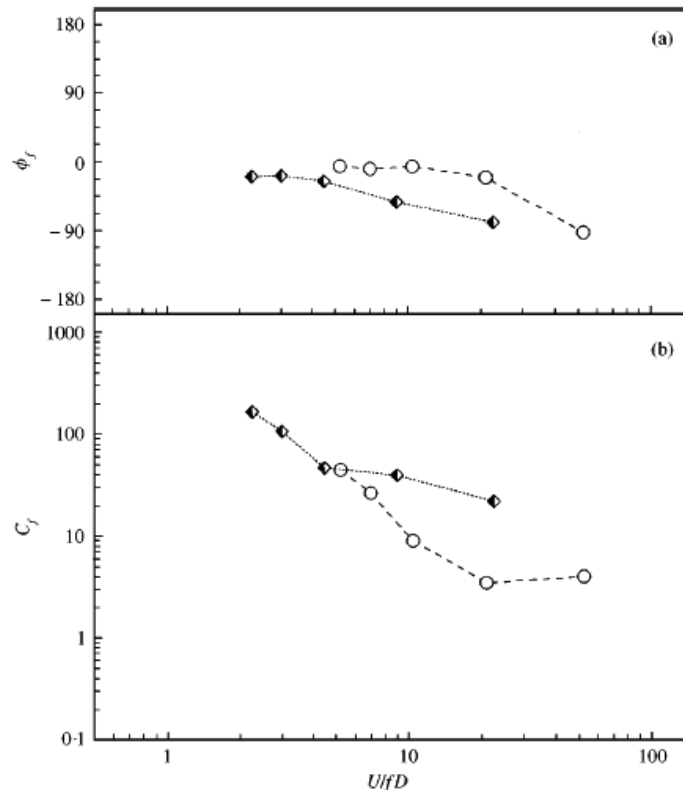


Figure 1.8 Le coefficient de portance du tube central en fonction de la vitesse réduite à $P=5.6$ MPa. (a) Phase (b) Amplitude. (Mureithi *et al.*, 2002).

Hirota *et al.* (2002) incluent les coefficients des forces du fluide instationnaires mesurés par Mureithi *et al.* (2002) dans une analyse instationnaire de l'instabilité fluidélastique sur le même faisceau de tubes. Parallèlement, des mesures expérimentales de vitesses critiques d'instabilité furent faites. Les résultats ont montré un bon accord entre théorie et expérience.

Cette revue de littérature montre l'état de l'art en matière de modélisation de l'instabilité fluidélastique au sein des faisceaux de tubes. Les différents mécanismes d'excitations induites par les écoulements ont été décrits. La modélisation de ces mécanismes a aussi été présentée en détail. Les modèles d'étude de l'instabilité fluidélastique qui constitue le principal centre d'intérêt de cette thèse ont été revues minutieusement. Les principaux paramètres des écoulements diphasiques ont été aussi présentés. Enfin, les études de l'instabilité fluidélastique en écoulement diphasique déjà

menées de part le passé ont été revues. A partir de cette revue de littérature, la problématique principale de cette thèse sera dégagée et présentée dans le chapitre suivant. De même, l'objectif général, les objectifs spécifiques et la méthodologie seront détaillés.

CHAPITRE 2

PRÉSENTATION DE LA THÈSE

2.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, on a revu la littérature sur les vibrations induites par les écoulements. De cet état de l'art, seront dégagés la problématique et les objectifs de recherche.

2.2 Problématique de recherche :

Les différents mécanismes d'excitations des vibrations induites par les écoulements ont été décrits dans le chapitre précédent. Il en est apparu que, de tous ces mécanismes, l'instabilité fluidélastique est le plus préoccupant car c'est celui qui est le plus susceptible de provoquer des vibrations sévères pouvant conduire à la destruction des structures dans un court terme.

On a aussi revu les différents modèles élaborés par les chercheurs pour étudier l'instabilité fluidélastique. L'équation de Connors (Éq. (1.9)) dérivée du modèle quasi-statique (§1.2.2) est la plus utilisée par les praticiens, en raison principalement de sa simplicité. Cependant, en sus des limites théoriques énumérées à la Section 1.2.2 ce modèle présente d'autres limites pratiques.

En pratique, l'intérêt de l'étude des vibrations induites par les écoulements ne réside pas seulement dans la prédiction de la vitesse critique d'instabilité afin de le prévenir pendant la conception ; il faut aussi avoir des informations sur la réponse vibratoire de la structure avant et après instabilité pour faire des calculs d'usure et de fatigue. Or, le modèle de Connors (§1.2.2) ne permet que de prévenir l'instabilité ; il ne fournit pas les forces fluidélastiques pourtant indispensables au calcul de la réponse vibratoire.

De plus, le modèle de Connors est adapté à un système (linéaire) avec des modes propres orthonormés et séparés ; or les échangeurs de chaleurs typiques de l'industrie comportent des tubes avec de multiples supports et des fréquences propres rapprochées (Au-Yang, 2001). Le jeu au niveau des supports rend indispensable l'utilisation d'une analyse non-linéaire qui compromet davantage l'existence de modes orthonormés. Au-Yang (2001) rapporte que le modèle de Connors prédit l'instabilité de certains modes dans le plan de courbure lorsqu'il est appliqué à un tube en U, alors qu'en pratique, ces modes n'ont jamais été trouvés instables. L'utilisation du modèle de Connors

dans le domaine du temps est donc discutable.

Pour toutes ces raisons, la nécessité d'utiliser un modèle plus précis s'impose. Des modèles théoriques tels que les modèles quasi-stationnaire, semi-analytique à écoulement canalisé et instationnaire offrent des résultats plus satisfaisants. Cependant, ces modèles ont été développés dans le cadre d'un écoulement monophasique alors que les faisceaux de tubes des générateurs de vapeurs opèrent majoritairement dans des écoulements diphasiques. Il faut donc examiner la validité de ces modèles en écoulement diphasique et les ajuster si nécessaire.

Le modèle semi-analytique à écoulement canalisé (§1.2.5) semble bien plus adapté aux écoulements monophasiques plutôt qu'à ceux diphasiques car dans ces derniers, l'hypothèse de tubes de courant uniformes et radialement déplacés par le mouvement de tube paraît difficile à justifier. Le modèle instationnaire peut aussi être utilisé mais non seulement il demande des moyens d'expérimentation substantiels mais aussi, il présente d'autres limites théoriques. En effet, selon l'étude rapportée par [Mureithi et al. \(2002\)](#), la cohérence entre les forces du fluide sur un cylindre donné et le mouvement d'un cylindre voisin est faible. Cela est dû au caractère très turbulent des écoulements diphasiques. Cette situation rend difficile la modélisation de plusieurs tubes flexibles.

Le modèle quasi-stationnaire en revanche présente l'avantage d'exiger moins d'effort expérimental et permet de surmonter le problème théorique précédemment évoqué. L'enjeu principal de cette thèse est donc l'extension de ce modèle aux écoulements diphasiques. La détermination du paramètre de retardement qui est l'un des paramètres les plus importants de ce modèle fait donc partie de la présente étude. De même, le modèle étendu aux écoulements diphasiques doit être validé par des résultats expérimentaux.

Enfin, les modèles théoriques ne deviennent pratiques que s'ils sont implémentés dans des outils informatiques que les praticiens peuvent utiliser pour faire des analyses de vibrations. Le développement d'un logiciel de simulations de vibrations induites par les écoulements est donc envisagé dans ce projet de doctorat.

2.3 Objectifs généraux et objectifs spécifiques :

Comme mentionné précédemment, en l'état actuel des choses, l'équation de Connors (Éq. 1.9) est utilisée dans les outils de simulation des vibrations induites par les écoulements pour estimer les forces fluidélastiques bien qu'elle exprime peu la physique du problème. L'objectif général de cette étude est la substitution du modèle de force basé sur l'équation de Connors par un modèle quasi-stationnaire amélioré, dans les outils logiciels utilisés au sein de l'industrie pour simuler les

vibrations des faisceaux de tubes des générateurs de vapeur. Il s'agit donc d'étendre le modèle quasi-stationnaire aux écoulements diphasiques et de l'ajuster en cas de nécessité. Plus spécifiquement :

- Le modèle quasi-stationnaire exige la connaissance d'un paramètre de retardement, qui caractérise le délai entre les perturbations au sein de l'écoulement et leurs effets sur les tubes. Ce paramètre influence grandement les résultats mais il est mal connu en l'état actuel des connaissances. Il est donc proposé dans ce projet de recherche de l'estimer expérimentalement.
- Après la formulation et l'estimation du retardement inhérent au modèle quasi-stationnaire, des calculs de vitesse critique d'instabilité seront faits et les résultats comparés avec des données expérimentales pour validation. Il est donc proposé dans cette thèse d'acquérir des données expérimentales par des tests de stabilités en variant le paramètre masse-amortissement.
- La première esquisse des modèles instationnaire (§1.2.4), semi-analytique à écoulement canalisé (§1.2.5) et quasi-stationnaire (§1.2.6) date des années 1980. Pourtant ces modèles sont encore très peu utilisés dans l'industrie en raison de leur relative complexité. L'un des défis de ce projet est le développement d'un outil informatique permettant l'utilisation du modèle quasi-stationnaire amélioré au sein de l'industrie.

2.4 Méthodologie :

Les objectifs de recherches énumérés précédemment seront poursuivis en utilisant les méthodes suivantes :

- Bien que le retardement soit inhérent à tout modèle théorique d'étude de l'instabilité fluidélastique, le phénomène physique qui l'engendre est encore sujet à des interprétations variées. C'est pour cette raison qu'il est proposé de le mesurer expérimentalement. La mesure du retardement peut se faire en mesurant les forces instationnaires du fluide puis en estimant le retard de phase entre ces forces et le mouvement du tube. Ces forces peuvent être mesurées par intégration du champ de pression autour du tube mais cela est difficilement envisageable en écoulement diphasique en raison du caractère très turbulent de ce type d'écoulement. Ces forces peuvent aussi être mesurées indirectement en mesurant leur "effet" sur le tube par l'intermédiaire d'un capteur de force tel qu'une jauge de contrainte. Mais dans ce dernier cas,

l'inertie du tube et la masse ajoutée du fluide sont aussi incluses dans la force mesurée et les forces fluidélastiques ne peuvent pas être isolées avec une précision satisfaisante.

La méthode employée a consisté à mesurer les forces instationnaires du fluide (plus l'inertie du tube), puis à calculer la fonction de transfert afin d'isoler sa partie réelle et sa partie imaginaire. La partie imaginaire est entièrement dépendante de l'amortissement et peut être isolée avec une précision acceptable. Cette partie imaginaire a ensuite été égalée à celle obtenue avec les forces quasi-stationnaires afin de pouvoir dégager le retardement.

- Pour valider le modèle théorique, des données expérimentales couvrant une large gamme du paramètre masse-amortissement sont nécessaires. Ces données ont été obtenues en procédant à des tests de stabilités au sein d'un faisceau de tubes de configuration triangulaire tournée. Un amortisseur visco-élastique a été conçu pour varier l'amortissement et par voie de conséquence le paramètre masse-amortissement. Le calcul de vitesse critique d'instabilité du modèle théorique a nécessité le développement d'une procédure mathématique basée sur le principe de l'argument pour solutionner le problème aux valeurs propres en raison du caractère transcendantal de l'équation caractéristique.
- Le développement du logiciel de simulations de vibrations induites par les écoulements s'est fait en collaboration avec Babcock & Wilcox Canada, un manufacturier de générateurs de vapeur de centrales nucléaires. Une sous-routine programmée en FORTRAN et couplée avec ABAQUS® a été utilisée pour calculer et appliquer les forces fluidélastiques à un tube en U d'un générateur de vapeur. Le modèle de Connors et le modèle quasi-stationnaire ont été implémentés et comparés. Des transformées de Fourier ont été utilisées pour obtenir la fréquence instantanée du tube qui a été ensuite utilisée pour calculer les forces fluidélastiques.

2.5 Présentation de la thèse :

Le contenu du travail réalisé est présenté dans les prochains chapitres sous forme d'articles. Chronologiquement, le logiciel de simulations de vibrations induites par les écoulements a été développé en premier. Les forces quasi-statiques précédemment mesurées au sein de notre chaire de recherche (Interaction Fluide Structure) ont été utilisées comme information pour le modèle quasi-stationnaire. Le paramètre de retardement proposé par [Price & Païdoussis \(1984\)](#) a été utilisé dans ces simulations. Un calcul théorique préliminaire avait montré que ce modèle pouvait prédire

la vitesse critique d'instabilité avec une précision raisonnable pour des taux de vide compris entre 60% et 80%. Une grande partie du tube en U considéré opérait dans cette plage de taux de vide.

La nécessité d'améliorer le modèle quasi-stationnaire et de le valider pour une large plage du paramètre masse-amortissement était toutefois reconnue. Mais l'idée était de s'assurer de la possibilité d'utiliser le modèle quasi-stationnaire dans une sous-routine couplée avec ABAQUS® avant de s'embarquer dans son amélioration. Le Chapitre 3 présente les résultats de ce travail. Une discussion sur les coefficients de forces quasi-statiques y est faite, de même qu'une description de la méthode employée pour appliquer les forces fluidélastiques au système. Le modèle a été validé par comparaison avec les résultats théoriques d'un système mécanique linéaire avant d'être appliqué à la simulation non-linéaire. Les forces de contact au niveau des supports ont été extraites et des calculs de puissances d'usure ont été faits.

L'amélioration de modèle quasi-stationnaire a été la prochaine étape du travail, après l'assurance de la faisabilité du code de simulation des vibrations induites par les écoulements. Le travail réalisé pour mesurer le retardement est présenté au Chapitre 4. Un protocole expérimental a été conçu pour mesurer les forces du fluide instationnaires. Il consiste en un moteur linéaire sur lequel est monté le tube central, instrumenté à l'aide d'un capteur de force. Les forces quasi-statiques ont aussi été mesurées au moyen du même système. Le retardement a été extrait de ces données expérimentales. L'information obtenue a été intégré dans le modèle quasi-stationnaire et les résultats présentés au Chapitre 5.

Dans l'article présenté au Chapitre 5, le paramètre de retardement ainsi que les forces quasi-statiques mesurées précédemment ont été utilisés pour calculer les vitesses critiques d'instabilité pour plusieurs valeurs du paramètre masse-amortissement. Aussi, un amortisseur visco-élastique a été conçu pour varier le paramètre masse-amortissement. Les résultats théoriques du modèle quasi-stationnaire, du modèle instationnaire ont été comparés aux données expérimentales.

Les résultats présentés aux chapitres 3-5 seront analysés au Chapitre 6. Les conclusions et des recommandations pour le futur seront présentées au chapitre 6. Une traduction anglaise du Chapitre 6 et de la conclusion est proposée dans les Annexes A et B, respectivement. Par contrainte de concision, certains résultats de la mesure des forces n'ont pu être présentés dans le second article (Chapitre 4). Ces résultats seront présentés dans l'Annexe C. Enfin, après avoir amélioré et vérifié le modèle quasi-stationnaire, des simulations ont été à nouveau faites avec les nouveaux paramètres. Les résultats obtenus sont présentés dans l'Annexe D.

CHAPITRE 3

TIME DOMAIN SIMULATION OF THE VIBRATION OF A STEAM GENERATOR TUBE SUBJECTED TO FLUIDELASTIC FORCES INDUCED BY TWO-PHASE CROSS-FLOW

This article has been submitted to “Journal of Pressure Vessel Technology (Transactions of the ASME)”, is accepted pending revision. This is the revised version.

Abstract

Having previously verified the quasi-steady model under two-phase flow laboratory conditions, the present work investigates the feasibility of practical application of the model to a prototypical steam-generator (SG) tube subjected to a non-uniform two-phase flow. The SG tube vibration response and normal work-rate induced by tube-support interaction are computed for a range of flow conditions. Similar computations are performed using the Connors model as a reference case.

In the quasi-steady model, the fluid forces are expressed in terms of the quasi-static drag and lift force coefficients and their derivatives. These forces have been measured in two-phase flow over a wide range of void fractions making it possible to model the effect of void fraction variation along the tube span. A full SG tube subjected to a non-uniform two-phase flow was considered in the simulations. The non-uniform flow distribution corresponds to that along a prototypical SG tube based on thermal-hydraulic computations.

Computation results show significant and important differences between the Connors model and the two-phase flow based quasi-steady model. While both models predict the occurrence of fluidelastic instability, the predicted pre- and post-instability behavior is very different in the two models. The Connors model underestimates the flow-induced negative damping in the pre-instability regime and vastly overestimates it in the post-instability velocity range.

As a result, the Connors model is found to underestimate the work-rate used in the fretting wear assessment at normal operating velocities, rendering the model potentially non conservative under these practically important conditions. Above the critical velocity, this model largely overestimates the work-rate. The quasi-steady model on the other hand predicts a more moderately increasing work-rate with the flow velocity. The work-rates predicted by the model are found to be within the

range of experimental results, giving further confidence to the predictive ability of the model.

Finally the two-phase flow based quasi-steady model shows that fluidelastic forces may reduce the effective tube damping in the pre-instability regime, leading to higher than expected work-rates at prototypical operating velocities.

Nomenclature

C	Structural damping coefficient
C_D, C_L	Drag and lift coefficients based on free stream velocity, respectively
$C_{L,y/D}$	Derivative of the lift coefficient with respect to the non-dimensional displacement in the lift direction
C_{D0}	Steady drag coefficient based on free stream velocity
D	Tube diameter
D_e/D	Confinement parameter
EI	Tube flexural rigidity
f_n	Tube natural frequency
g	Time delay factor
K, K_W	Connors constant and wear coefficient, respectively
m, m_h	Tube total mass and hydrodynamic mass per unit length , respectively
P	Pitch between tubes
Re, Re_G	Reynolds number based on the upstream and the gap velocity, respectively
\tilde{S}_F	Non-dimensional power spectral density
T	Equilibrium distance between tubes in the cross-flow direction
U, U_∞	Fluid velocity and free stream velocity, respectively
U_G, U_r	Fluid gap velocity ($U_G = \frac{T}{T-0.5D} U_\infty$) and relative flow velocity, respectively
$V(s)$	Velocity distribution along the U-tube
\dot{V}	Wear rate
\dot{W}_N	Normal work-rate
y/D	Non-dimensional displacement in the lift direction
α	Induced incidence angle
β	Fluid homogeneous void fraction

μ	Time retardation parameter
ρ, ρ_h	Fluid density and fluid homogeneous density, respectively
ω	Angular frequency ($\omega = 2\pi f_n$)

3.1 Introduction

Fluidelastic instability is of great concern for steam-generator (SG) tube bundles. For this reason, a number of fluidelastic instability models have been developed by researchers to deal with potential instabilities; those include the quasi-static model (Connors, 1970, 1978; Blevins, 1974), the quasi-steady model (Price & Paidoussis, 1983, 1984, 1986a,b; Price & Kuran, 1990), the unsteady model (Tanaka & Takahara, 1980, 1981; Chen, 1983a, 1987) and the semi-analytical model (Lever & Weaver, 1982, 1986a,b). Yet, few of these models have found their way into useful numerical codes for industrial application.

The present work is part of an effort to investigate the applicability of these models. This has involved the development of measurement methods for the required empirical inputs and laboratory tests providing two-phase flow data (Shahriary *et al.*, 2007), as well as laboratory scale comparison with experimental stability tests (see Mureithi (2010) and reference therein). Having verified model feasibility in a laboratory setting, the present work takes the next step toward application to prototypical SG tubes.

The work is motivated by the real practical need for a method to estimate SG tube vibration both under fluidelastically stable and even unstable conditions; the latter as part of a root cause analysis for example. The Connors model is presented as a comparison or reference case despite the knowledge that this model is not intended for vibration analysis (yet it has been used to do this (Axisa *et al.*, 1988; Fricker, 1992; Sauve, 1996), mostly for lack of other models).

In the simulations performed by Axisa *et al.* (1988); Fricker (1992) and Sauve (1996), a time domain formulation of the Connors equation were used to incorporate a negative damping into the equation of motion of the tube, making the tube unstable when the critical velocity is reached.

The Connors model does not provide the correct fluidelastic forces. The model can only indicate whether the tube is stable or not. Furthermore, the use of the Connors model, which is basically a frequency domain formulation, to simulate the vibration of nonlinear tubes with multiple supports and clearances is questionable (Au-Yang, 2001). In addition, Price (2001) argued that there is little evidence supporting the use of the Connors equation over the full range of the mass-damping parameter.

Previous efforts have been made to numerically model SG tube flow-induced vibration. [Eisinger *et al.* \(1995\)](#) used a subroutine to incorporate the unsteady fluid forces into the ABAQUS finite element code. The unsteady fluid forces data ([Tanaka & Takahara, 1980](#)) had been measured in single phase flow while tube arrays in steam-generators and heat exchangers operate mostly in two-phase flow. High turbulence in two-phase flow makes the measurement of the unsteady fluid forces less accurate ([Mureithi *et al.*, 2002](#)). The quasi-steady model is a reasonable compromise between the experimental effort and the accuracy of the fluid forces.

In the present work, a numerical simulation of the vibration of tubes subjected to fluidelastic forces in two phase flow is carried out using ABAQUS Explicit. The quasi-steady model is used to provide the fluidelastic forces to the model via the ABAQUS User Subroutine VUEL. The quasi-static fluid force coefficients required in the quasi-steady model are deduced from experimental measurements in two-phase air-water flow for various void fractions. The Connors model was also implemented and compared to the quasi-steady model.

The contacts at the supports were modeled using the advanced ABAQUS contact pair algorithm. A Fourier transform technique was used to estimate the tube instantaneous frequency. The simulation was first done for a linear case for validation purpose. The results of the simulation of an entire SG U-Tube subjected to two-phase flow are also presented. The SG tube analysis includes fretting wear computations for pre- and post-stable flow conditions.

3.2 Theoretical Formulation

Considering a single flexible straight tube in a rigid tube bundle subjected to fluid cross-flow (Fig. 3.1) the equation of motion can be written as:

$$\begin{aligned} E_x I_x \frac{\partial^4 x}{\partial z^4} + C_x \frac{\partial x}{\partial t} + m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} &= F_x \\ E_y I_y \frac{\partial^4 y}{\partial z^4} + C_y \frac{\partial y}{\partial t} + m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} &= F_y \end{aligned} \quad (3.1)$$

where EI is the tube flexural rigidity, C is the tube structural damping coefficient, m is the total mass per unit length including the hydrodynamic mass. The subscripts x and y denote the value of the physical quantity in the x and y directions, respectively. The right hand side quantities F_x and F_y represent the time dependent fluid forces, including the turbulence and the fluidelastic forces, in the x and y directions, respectively. Equation (3.1) assumes weak structural coupling between

the displacement in the x and y directions. This assumption is generally valid for straight tubes subjected to small displacements and small deformations.

For a curved tube, the equation of motion is more complex. The displacements in the tangential and out-of plane directions may be expressed as sixth order partial derivatives with respect to the angular coordinate. The displacement in the radial direction and the twist angle may be expressed as functions of the displacement in the tangential direction. In the present work, the structural dynamics is solved using finite elements software (ABAQUS) which here automatically takes into account the beam curvature, so the focus will be on the fluid force terms. More details on the equation of motion of a curved beam can be found in [Rao \(2007\)](#).

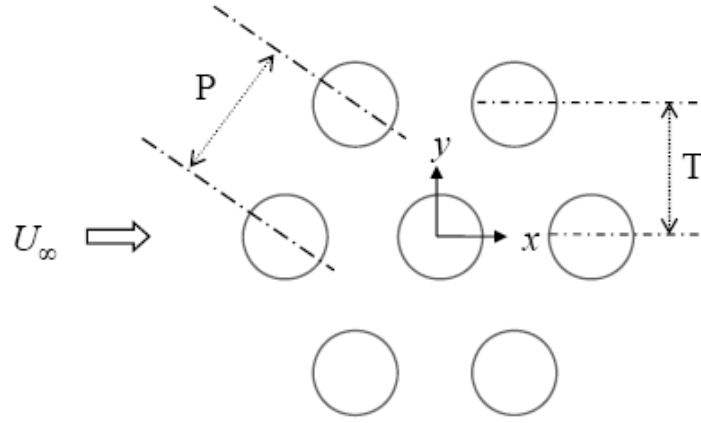


Figure 3.1 Single flexible tube in a rotated triangular array

The hydrodynamic mass may be estimated using the formulation of [Pettigrew *et al.* \(1989a\)](#) who considered various tube bundle configurations of P/D ratio ranging from 1.22 to 1.47. Using homogeneous flow properties, the hydrodynamic mass m_h is given by:

$$m_h = \frac{\pi}{4} \rho_h D^2 \left[\frac{(D_e/D)^2 + 1}{(D_e/D)^2 - 1} \right] \quad (3.2)$$

where ρ_h is the fluid homogeneous density. The confinement parameter D_e/D is given by:

$$\begin{aligned} D_e/D &= (0.96 + 0.5P/D)P/D, & \text{for a tube inside a triangular tube bundle;} \\ D_e/D &= (1.07 + 0.56P/D)P/D, & \text{for a tube inside a square tube bundle.} \end{aligned} \quad (3.3)$$

In a typical numerical simulation, the left hand side of Eq. (3.1) is discretized by the software used for the simulation (ABAQUS, in the present case); so the right hand side will be discussed, i.e. the detailed formulation of the fluid forces.

In the Connors model, the fluid forces are expressed as negative damping components (Sauve, 1996):

$$\begin{aligned} F_x &= \frac{4\pi}{K_x^2} \frac{\rho U^2}{\omega_x} \dot{x} \\ F_y &= \frac{4\pi}{K_y^2} \frac{\rho U^2}{\omega_y} \dot{y} \end{aligned} \quad (3.4)$$

where K_x and K_y are the fluidelastic instability (or Connors) constants in the x and y directions, respectively, ρ the fluid density, U the fluid velocity and, ω_x and ω_y the tube angular frequencies in the x and y directions, respectively. Compiling several data, Pettigrew & Taylor (1991) found that K ranges from 3 to 8 for a rotated triangular tube bundle in two-phase flow. They suggested the lower bound $K = 3$ as a design guideline. This value is, however, very conservative. The average value which is 5.5 will be used in this simulation.

The turbulence forces are calculated using the design guideline suggested by Pettigrew & Taylor (2003b). Following De Langre & Villard (1998), they suggested the following design guideline for an interior tube:

$$\begin{aligned} \tilde{S}_F(f_R) &= 16 \frac{L_0}{L_e} \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-0.5}, \quad 0.001 \leq \frac{f}{f_0} \leq 0.05, \\ \tilde{S}_F(f_R) &= 2 \times 10^{-3} \frac{L_0}{L_e} \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-3.5}, \quad 0.05 \leq \frac{f}{f_0} \leq 1. \end{aligned} \quad (3.5)$$

where f is the frequency, $f_R = f/f_0$, $f_0 = U_p/D_w$, $U_p = U_\infty P/(P-D)$, $D_w = 0.1D/\sqrt{(1-\beta)}$, $L_0 = 1$ m and L_e is the excited tube length. The power spectral density $S_F(f)$ was rendered dimensionless in the latter formula using pressure and frequency scaling factors: $\tilde{S}_F(f_R) = \frac{S_F(f)}{(p_0 D)^2} f_0$, where $p_0 = \rho_h g D_w$.

3.3 Fluid Forces in the Quasi-Steady Model

3.3.1 Expression of the Fluidelastic Forces in the Quasi-Steady Model

Details of the quasi-steady model may be found in Price & Paidoussis (1984). The most important aspects of the model are outlined here. The main assumption of the quasi-steady model is that the fluid forces acting on a tube oscillating in a flow at any instant are the same as those acting on

the tube kept static at an identical instantaneous position. Hence, the fluid drag and lift forces can be linearized, using Taylor expansion as functions of the tube displacement in the two directions.

The quasi-steady model furthermore introduces some “unsteady effects”. First, it assumes that the tube motion modifies the relative flow velocity so that the fluid drag and lift forces are, respectively, parallel and normal to the relative flow velocity as shown in Fig. 3.2.

Assuming small displacements, the incidence angle α and the fluid relative velocity U_r in Fig. 3.2 may be expressed as functions of the reference gap velocity and the tube velocity as follows:

$$\begin{aligned}\sin \alpha &= \frac{\dot{y}}{U_r} \\ U_r &= U_G \left(1 - \frac{\dot{x}}{U_G} \right) + O(\dot{x}^2, \dot{y}^2)\end{aligned}\tag{3.6}$$

The fluid forces in the initial (x, y) coordinate system are related to the drag and lift forces and the angle of incidence α as shown in Fig. 3.2:

$$\begin{aligned}F_x &= F_D \cos \alpha + F_L \sin \alpha \\ F_y &= F_L \cos \alpha - F_D \sin \alpha\end{aligned}\tag{3.7}$$

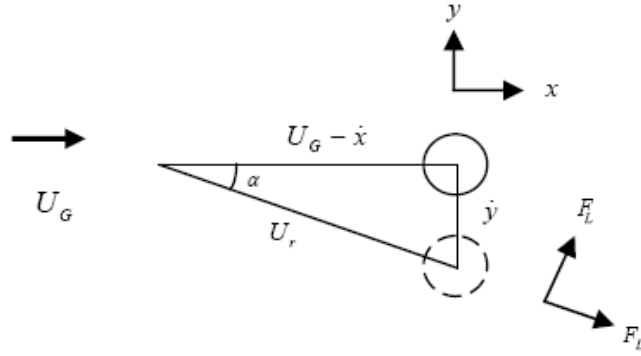


Figure 3.2 Fluid forces on a typical tube

The fluid drag and lift forces are expressed, using the fluid density, the relative velocity, the tube diameter D and the fluid drag coefficient C_D and lift coefficient C_L , as:

$$\begin{aligned}
F_D &= \frac{1}{2} \rho U_r^2 D C_D \\
F_L &= \frac{1}{2} \rho U_r^2 D C_L
\end{aligned}
\tag{3.8}$$

For small tube displacements, by combining Eqns. (3.7)-(3.8) and, replacing the fluid force coefficients by their first order Taylor expansions, the fluid force in the x and y directions may be expressed as:

$$\begin{aligned}
F_x &= \frac{1}{2} \rho D U_\infty^2 \left(C_{D0} + \frac{\partial C_D}{\partial x} x + \frac{\partial C_D}{\partial y} y - 2 \frac{\dot{x}}{U_G} C_{D0} + \frac{\dot{y}}{U_G} C_{L0} \right) \\
F_y &= \frac{1}{2} \rho D U_\infty^2 \left(C_{L0} + \frac{\partial C_L}{\partial x} x + \frac{\partial C_L}{\partial y} y - 2 \frac{\dot{x}}{U_G} C_{L0} - \frac{\dot{y}}{U_G} C_{D0} \right)
\end{aligned}
\tag{3.9}$$

The second and most important “unsteady effect” introduced by the quasi-steady model is the time lag between the tube motion and the resulting fluid force generated thereby.

Using potential flow theory, [Price & Païdoussis \(1984\)](#) showed that this time lag may be approximated by

$$\tau = \mu D / U_G \tag{3.10}$$

where the flow retardation parameter μ may be taken to be of order 1. Assuming a harmonic motion, the time lag may be taken into account by multiplying the component of the fluid force proportional to the displacement by $g = e^{-i\omega\tau} = e^{-i\omega\mu D/U_G}$.

Considering the time lag, the fluid forces become:

$$\begin{aligned}
F_x &= \frac{1}{2} \rho D U_\infty^2 \left[C_{D0} - \left(\frac{2C_{D0}}{U_G} + \frac{\sin(\omega\tau)}{\omega} \frac{\partial C_D}{\partial x} \right) \dot{x} \right. \\
&\quad \left. - \left(\frac{C_{L0}}{U_G} + \frac{\sin(\omega\tau)}{\omega} \frac{\partial C_D}{\partial y} \right) \dot{y} \right. \\
&\quad \left. + \cos(\omega\tau) \left(\frac{\partial C_D}{\partial x} x + \frac{\partial C_D}{\partial y} y \right) \right] \\
F_y &= \frac{1}{2} \rho D U_\infty^2 \left[C_{L0} - \left(\frac{2C_{L0}}{U_G} + \frac{\sin(\omega\tau)}{\omega} \frac{\partial C_L}{\partial x} \right) \dot{x} \right. \\
&\quad \left. - \left(\frac{C_{D0}}{U_G} + \frac{\sin(\omega\tau)}{\omega} \frac{\partial C_L}{\partial y} \right) \dot{y} \right. \\
&\quad \left. + \cos(\omega\tau) \left(\frac{\partial C_L}{\partial x} x + \frac{\partial C_L}{\partial y} y \right) \right]
\end{aligned}
\tag{3.11}$$

Equation (3.11) shows that the fluid forces have a much more complex form than that assumed

in Eq. (3.4) for the Connors based model.

It should be remarked also that the time lag expression given by Eq. (3.10) is only a first order simplified model. More sophisticated models have been proposed by Granger & Païdoussis (1996) and Meskell (2009) based on the concept of a memory function. The vorticity transport basis in the latter work may be difficult to justify for the two-phase flow conditions considered in the present work. We therefore choose to retain the simple time lag concept of (Price & Païdoussis, 1984) while acknowledging the need for improved modelling of the time lag.

3.3.2 Variation of the Fluid Force Coefficients with the Reynolds Number

Quasi-static fluid forces have been reported by Shahriary *et al.* (2007) for various void fractions. Typical results are reported in Table 3.1. However, the fluid force coefficients vary with the Reynolds number. Consequently, one should be aware of their range of validity. The general trend of variation of the drag coefficient with the Reynolds number for a single cylindrical body in various viscous fluids is plotted in Fig. 3.3. It can be seen from Fig. 3.3 that the drag coefficient is almost constant when the Reynolds number lies between 10^2 and 2×10^5 . The measurements presented in Table 3.1 have been conducted at Reynolds numbers within this range (from 6×10^4 to 1.4×10^5).

The Reynolds number was estimated using the flow gap velocity U_G , the tube diameter D , the homogeneous density ρ_h and void fraction β , the gas mass quality x , and the two-phase dynamic viscosity μ_h as:

$$\begin{aligned} \text{Re}_G &= \frac{\rho_h U_\infty D}{\mu_h}; \\ \frac{1}{\mu_h} &= \frac{x}{\mu_G + (1-x)\mu_L}; \\ x &= \frac{\rho_G Q_G}{\rho_G Q_G + \rho_L Q_L} = \frac{\beta}{\beta + (1-\beta)\rho_L/\rho_G}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Figure 3.4 shows measurements of the quasi-static lift coefficient at 60% void fraction as a function of the non-dimensional displacement in the lift direction, for various Reynolds Numbers. The derivative of the lift coefficient is negative, showing that the lift force has a stabilizing effect from a quasi-static point of view. However, the quasi-steady model assumes a time lag between the fluid force and the tube displacement. The fluidelastic destabilization of the tube is associated with this time lag.

Table 3.1 Fluid force coefficients and their derivatives for a rotated triangular tube array

$\beta(^{\circ})$	C_{D_0}	$D \frac{\partial C_D}{\partial x}$	$D \frac{\partial C_L}{\partial y}$	$U_{\infty}(m/s)$	Re_G
0	3.34	3.06	5.85	0.53	6.03×10^4
60	3.93	1.00	-5.41	1.31	1.45×10^5
80	4.31	0.89	-5.21	1.33	1.42×10^5

Figure 3.5 shows the measured steady drag coefficient as a function of the Reynolds number based on the fluid gap velocity for the same flow conditions. The measurements have been conducted with the same experimental setup as that used by [Shahriary *et al.* \(2007\)](#).

For each Reynolds number, a polynomial curve was fitted to the set of fluid force coefficient data; and, the zeroth order and first order terms were extracted as the steady fluid force coefficient, and its derivative, respectively. It can be seen from Fig. 3.4 and Fig. 3.5 that the derivative of the lift coefficient with respect to the non dimensional displacement in the lift direction on the one hand, and the steady drag coefficient on the other, do not change significantly with the Reynolds number for $9.2 \times 10^4 \leq Re_G \leq 1.9 \times 10^5$ in air-water flow for 60% void fraction. These coefficients are the most important in the quasi-steady model. It can be seen that they reach constant values for this range of Reynolds Number.

The measurements presented in Fig. 3.4 and Fig. 3.5 show that the fluid force coefficients reported in Table 1 are valid when the Reynolds number is greater than 8×10^3 . For lower Reynolds numbers (or velocities), some adjustments are necessary but at these low Reynolds numbers the fluidelastic forces are not significant since the fluid velocity is very low.

At much higher Reynolds numbers the fluid forces coefficients are expected to change again but the velocities corresponding to these high Reynolds numbers are never met in normal operation conditions. For instance, at 80% void fraction, the fluid gap velocity at $Re_G = 10^5$ for a rotated triangular tube bundle of ratio $P/D = 1.5$ is 33 m/s. In steam-generators, instability would occur well below this velocity. In conclusion, the fluid force coefficients used here are considered to be valid estimates for the usual operating range of SG tube bundles (at least based on Re).

It should be remarked, however, that work is needed to investigate the effect on the fluid forces when the two-phase mixture changes from air-water to steam-water since other parameter than the Reynolds number may become important.

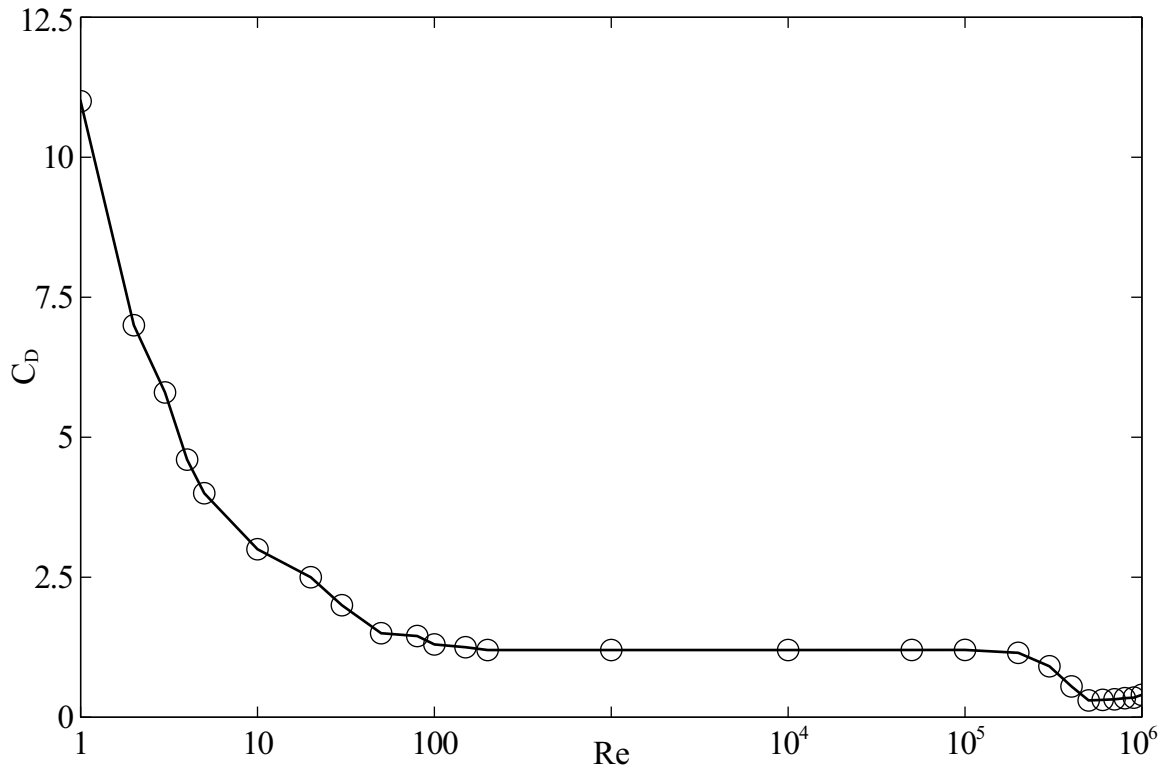


Figure 3.3 Variation of the drag coefficient of a single cylindrical body with the Reynolds number. Sources: [Roshko \(1961\)](#); [Jayaweera & Mason \(1965\)](#).

3.3.3 Verification of the Quasi-steady Model for a Simplified Geometry

Before embarking on a detailed analysis of the vibration response of a SG tube using the quasi-steady model, it is worth investigating the accuracy of the model in a simpler setting. Experimental fluidelastic instability tests have been carried out on the same rotated triangular array used for the force measurements. Details of the vibration tests may be found in [Violette *et al.* \(2006\)](#). Tests with a single flexible tube or a flexible cluster of 7 tubes were conducted. The test results provided an ideal verification case for the quasi-steady model since the same array was used for both force measurement and vibration experiments.

For the more complex case of a 7 tube flexible cluster, a comparison of the predicted critical velocity using the quasi-steady model with experiments is presented in Fig. 3.6. The model yields critical velocities which are reasonably close to experimental results considering the underlying simplifying assumptions. In Fig. 3.7, comparison is made for the case of a single flexible cylinder as well. For this case also, the results are encouraging. We remark in particular that the single phase-single flexible tube case is strongly dependent on the assumed time lag; hence a better time

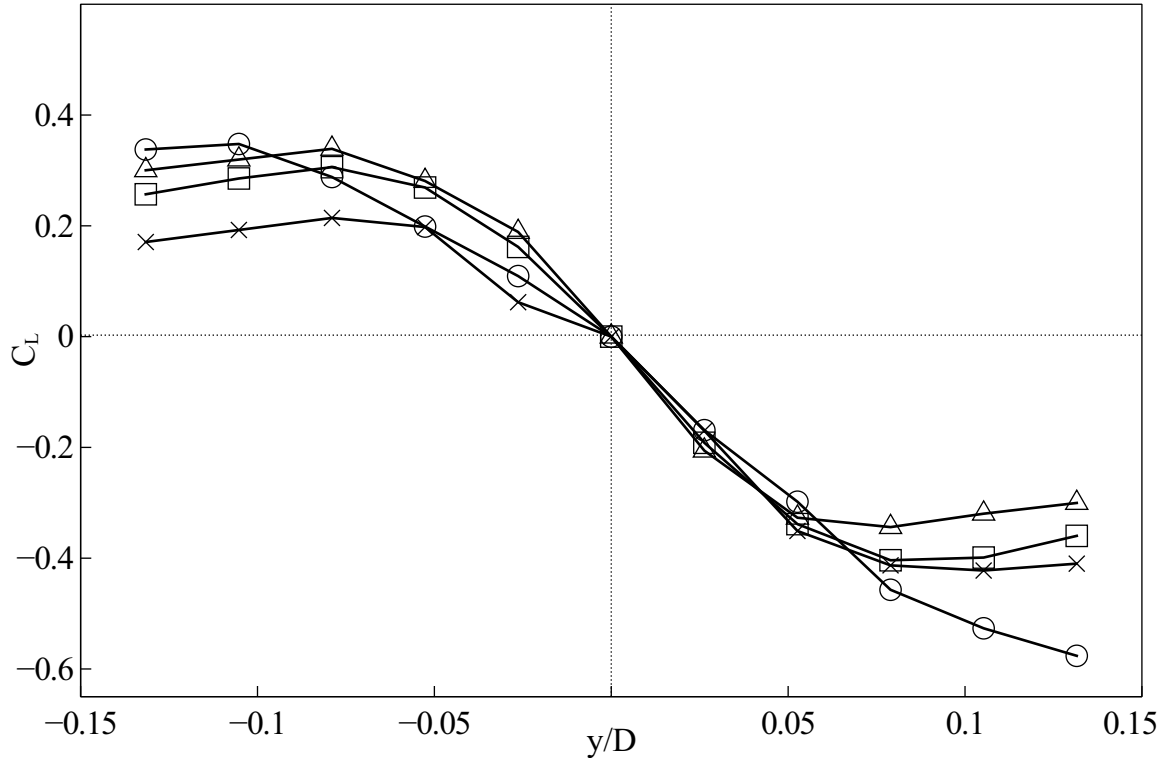


Figure 3.4 Variation of the lift coefficient of a tube in a rotated triangular array ($P/D = 1.5$) with the quasi-static displacement in the lift direction at 60% void fraction for various Reynolds numbers: $\circ Re_G = 9.2 \times 10^4$, $\square Re_G = 1.4 \times 10^5$, $\times Re_G = 1.6 \times 10^5$, $\triangle Re_G = 1.9 \times 10^5$.

lag model would yield immediate improvement. The Connors model results are also included in Fig. 3.7. The design value of $K = 3$ is known to be conservative hence the low predicted velocity is expected. On the other hand, it is important to note that the Connors model does not give the correct trend either as the void fraction is increased.

The foregoing comparison is evidence that the quasi-steady model does capture the basic physics of fluidelastic instability in two-phase flows. Or, conversely, fluidelastic instability in two-phase flow is essentially similar to that in single phase flow. Hence the tube ‘sees’ a flow having (as a first approximation) an average density and velocity which leads to a well-defined critical velocity for instability. Details of the two-phase flow appear to play only a secondary role (at least for the flow conditions tested). Clearly the challenge remains the definition of the appropriate average flow quantities governing the instability. While work remains to further improve the model, it is interesting to investigate the dynamical behavior predicted by the model for a complete SG tube. This is because of the very practical need to test the potential for such a model in analyzing realistic tube geometry. The analysis presented below is motivated by this practical need.

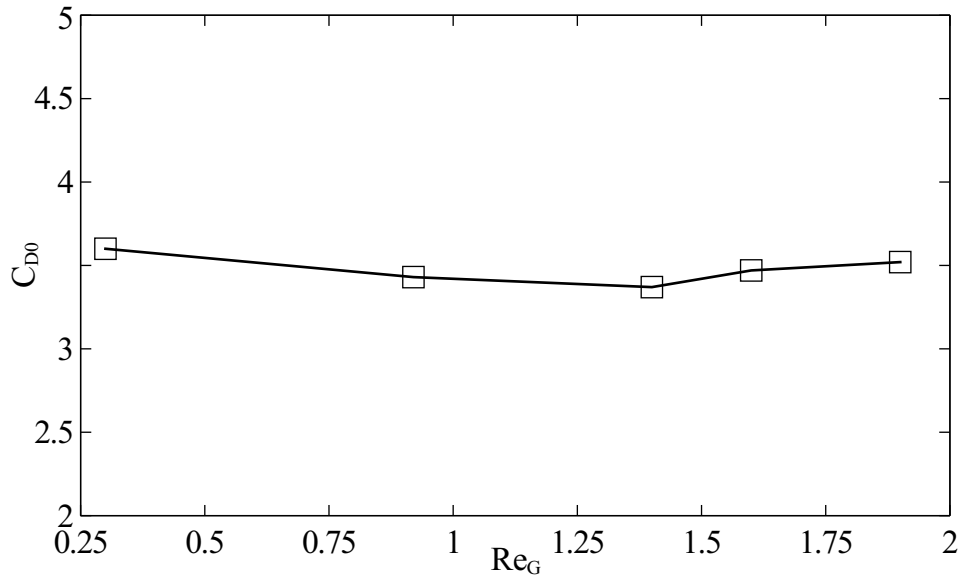


Figure 3.5 Variation of the steady drag coefficient of a tube in a rotated triangular array ($P/D = 1.5$) with the Reynolds number for 60% void fraction. The upstream velocity, the diameter and the length of the tube are used as non-dimensionalization parameters.

3.4 Estimation of the Tube Vibration Frequency

The remaining parameter needed to compute the fluidelastic forces is the tube vibration frequency. The modal frequency cannot be used for a nonlinear analysis on a tube with multiple supports and gaps. A method to determine the instantaneous tube frequency is therefore needed. Several methods have been proposed to estimate the nonlinear instantaneous frequency.

[Au-Yang \(2001\)](#) suggested the use of the zero-crossing frequency. This method is impractical for our purposes because it is very difficult to anticipate the average position of the tube due to multiple flow and load conditions. The purpose of the present work is to develop a practical software algorithm that may be used in industry for a wide range of flow conditions. [Sauve \(1996\)](#) proposed to use a Rayleigh quotient method to estimate the mode participation frequency. The participation frequency at any instant is estimated using the system displacement vector, mass matrix and tangent stiffness matrix.

However, in the ABAQUS user subroutine VUEL, the system internal forces are not available yet. For this reason, this method could not be used. It is for these reasons that a Fourier transform technique was used to estimate the approximate instantaneous frequency.

A Fast Fourier Transform is applied to the tube response during a given period of time to estimate the instantaneous frequency. This period of time T may be taken to be $T = 10/f_0$, where f_0

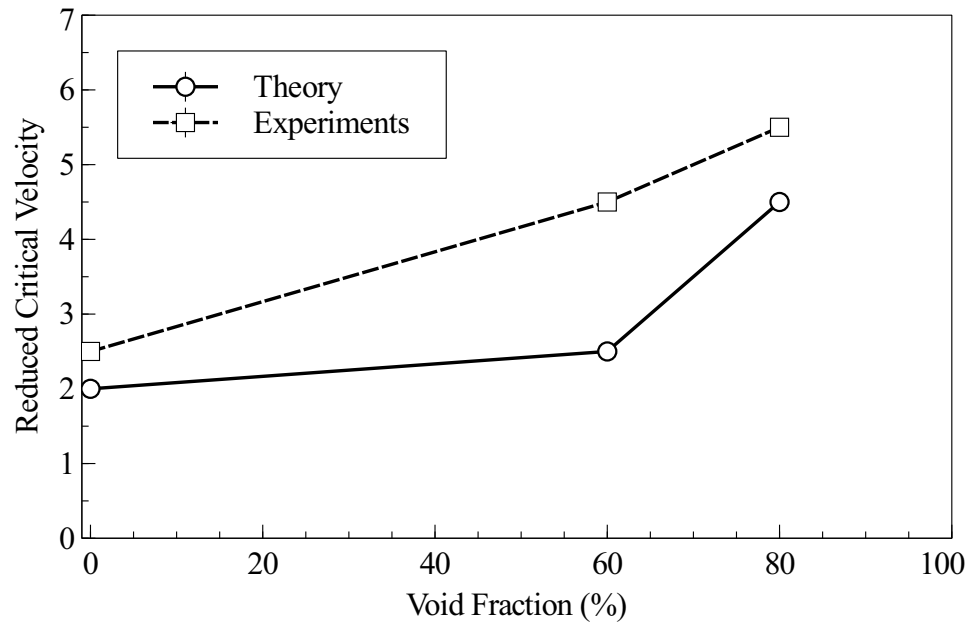


Figure 3.6 Comparison of theoretical and experimental critical velocities for a cluster of seven flexible tubes in a rotated triangular tube array ($P/D = 1.5$): \circ quasi-steady theory, \square experiments. Source: Mureithi (2010).

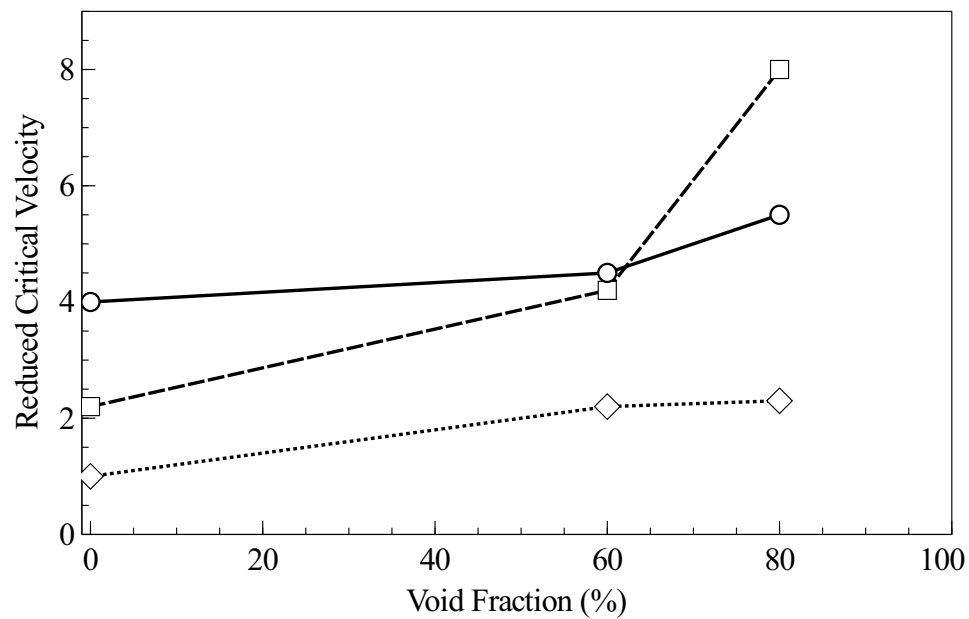


Figure 3.7 Comparison of theoretical and experimental critical velocities for 1 single flexible tube in a rotated triangular tube array ($P/D = 1.5$): \circ quasi-steady theory, \square experiments, \diamond Connors. Source: Mureithi (2010).

is the fundamental frequency of the tube in the linear problem with inactive supports. At best this method gives the “average” frequency during a given period of time instead of the instantaneous frequency. This is, however, enough to study fluidelastic instability since our experimental observations show a convergence of the frequency at instability. Moreover, any large variation of the instantaneous frequency would likely result from small scale oscillations that have little effect on the fluidelastic forces.

3.5 Practical Implementation in ABAQUS

In ABAQUS, an input file containing the structure geometry and material properties is generated. The tube finite elements are modeled by Timoshenko beam elements with pipe sections. The supports and the AVB are defined as rigid analytical surfaces. Contact is modeled by a master-slave contact pair algorithm. The kinematic contact algorithm is used to enforce the contact constraints. In each time increment, the displacement of the tube node is first calculated without consideration of the contact. If the tube node penetrates the rigid master surface, a resisting force is applied to oppose the penetration. This feedback is repeated until the tube surface contacts exactly the rigid analytical surface.

A friction coefficient and a contact damping coefficient are also specified. Friction is modeled by the basic Coulomb friction model with an isotropic friction coefficient. The hydrodynamic mass is added as non structural mass to the structural mass in the ABAQUS input file. In the ABAQUS user subroutine VUEL, the fluidelastic forces are estimated according to Eq. (3.11) for the quasi-steady model and Eq. (3.4) for the Connors model.

The flow dependent damping is added to the structural damping in the Connors model while in the quasi-steady model, it is taken into account in the expression of the fluid force (Eq. (3.11)).

Typical fluid force coefficients are given in Table 1 as functions of the void fraction. For each element, the local gap velocity and the density of the surrounding fluid are used to estimate the fluid forces. Finally, the tube vibration frequency estimated with the method presented in the previous section is used to compute the fluidelastic forces for the two models.

3.6 Application to a Linear Case

A single flexible tube identical to that used by Sauve (1996) is considered as a verification case. The tube is simply supported at both ends and at the midspan position. One end of the tube is

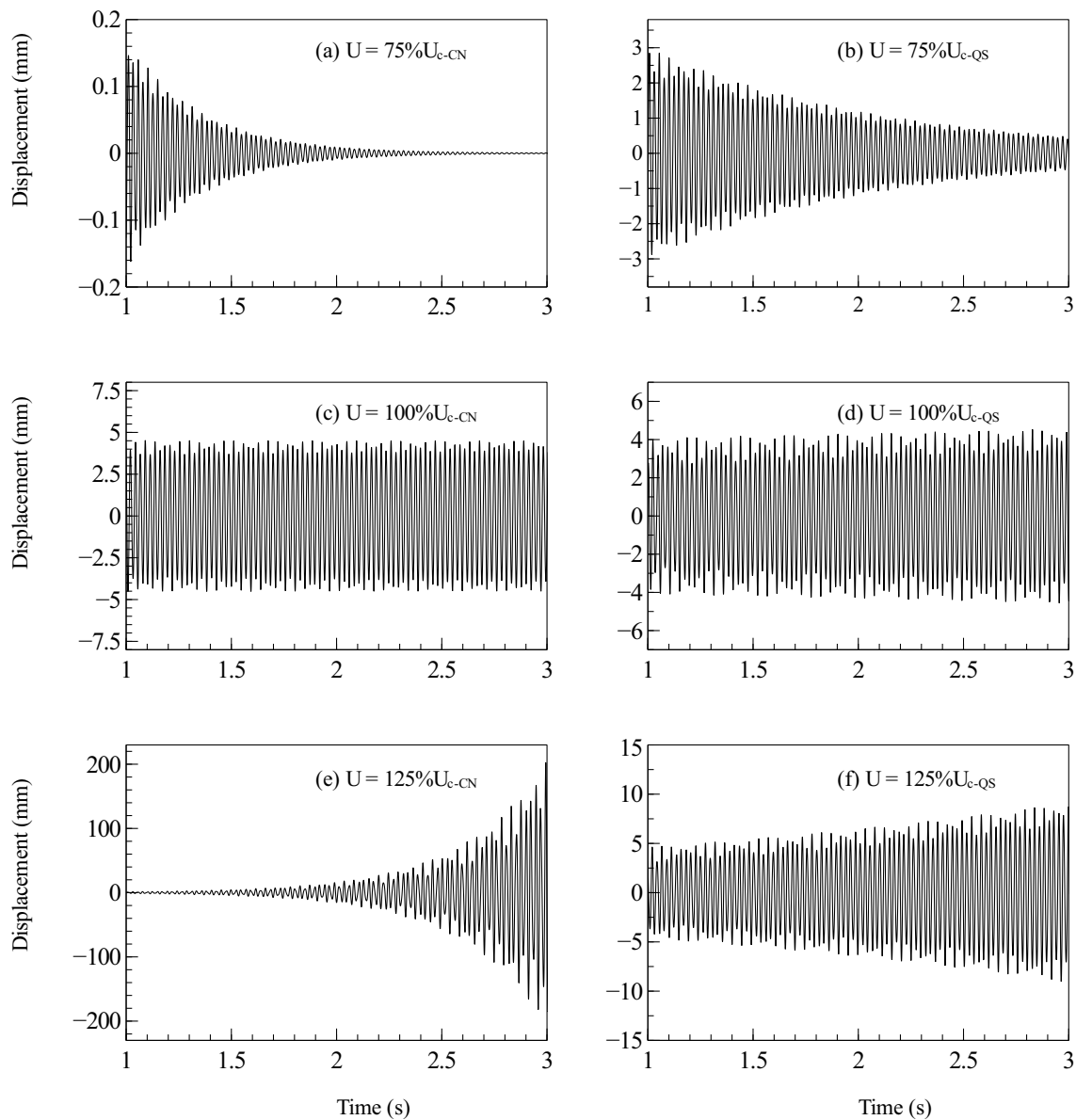


Figure 3.8 Tube vibration response in the lift direction at a mid-span node given by the Connors model ($K = 5.5$) and the quasi-steady model ($\mu = 1$) : (a) Stable response using the Connors model ; (b) Stable response using the quasi-steady model; (c) Onset of instability using the Connors model; (d) Onset of instability using the quasi-steady model ; (e) Unstable response using the Connors model; (f) Unstable response using the quasi-steady model. The critical velocities obtained using the eigenvalue analysis are $U_{c-CN} = 3.7$ m/s and $U_{c-QS} = 4.1$ m/s, respectively, for the Connors model and the quasi-steady model.

constrained in the axial direction.

The tube properties are:

- Length = 1.828 m,
- Outside diameter = 15.87 mm,
- Wall thickness = 1.13 mm,
- Young's modulus = 1.93×10^{11} Pa,
- Poisson's ratio = 0.339,
- Material density = 7999 kg/m³,
- Structural damping ratio = 0.3%.

The tube natural frequencies and critical velocities obtained by an eigenvalue analysis are given in Table 3.2.

Table 3.2 Natural frequencies and critical velocities

β	$f_n(Hz)$	Model	Critical Velocity (m/s)
100% (air)	48.2	n/a	n/a
60%	42.7	Connors ($K = 5.5$)	3.7
		Quasi-Steady ($\mu = 1$)	4.1

Numerical simulations were done for 60% void fraction using the quasi-steady model and the Connors model with $K = 5.5$. In the Connors model, the two phase damping ratio was taken to be 3%. This value was measured experimentally by [Shahriary *et al.* \(2007\)](#). In the quasi-steady model, only the structural damping (0.3%) was considered. The flow dependent damping is already included in the latter model. A friction coefficient of 0.2 and a contact damping coefficient of 0.5 were used in the support/AVB contact model.

The simulation results are presented in Fig. 3.8. In both simulations, a random turbulence excitation is applied to the tube during the first second, and then the turbulence forces are removed, leaving only the fluidelastic forces.

Figures 3.8(a,b) show stable tube response for the Connors model and the quasi-steady model,

respectively. The effect of the damping term in the Connors model is higher than the fluidelastic damping effect in the quasi-steady model. As expected, simulations at the analytical critical instability velocities (Table 3.2) show the tube response, in Fig. 3.8(c,d) with zero net damping.

The instability growth rate of the Connors model (Fig. 3.8(e)) is much higher than that of the quasi-steady model (Fig. 3.8(f)) at 125% of the critical velocity given by each model. This suggests that although the value of K in the Connors model may be chosen to get the correct critical velocity, this model still overestimates the energy transfer from the flow to the unstable tube, leading to a less realistic simulation of the post-instability behavior.

The calculated vibration frequency in flow given by the quasi-steady model for instance was 42.1 Hz, which is within 1% of the tube natural frequency in flow.

3.7 Nonlinear Simulation of the Vibration of a Steam-Generator U-Tube

In the following simulations, a prototypical Recirculating SG U-tube is considered. The tube is an interior tube in a rotated triangular tube bundle of $P/D = 1.7$. The tube is clamped at both ends. Both legs are supported by 7 equally spaced tube-support plates and the U-bend region is supported in the out of plane direction by 8 Anti-Vibration Bars (AVB). Each leg measures 6.49 m and the radius of curvature of the U-bend is 1.019 m. The tube properties are summarized below:

- Outer diameter = 12.76 mm,
- Wall thickness = 1.01 mm,
- Young's modulus = 1.8×10^{11} Pa,
- Poisson's ratio = 0.335,
- Material density = 7944 kg/m³,
- Structural damping ratio = 0.3%,
- Radial clearance at the AVB = 0.05 mm,
- Radial clearance at the tube-support plate = 0.04 mm.

A non-uniform flow is applied to the tube (see Fig. 3.15 in the Appendix for the flow velocity distribution). The fluid density is also non-uniform. The void fraction (Fig. 3.16) varies from 20% at the bottom of the legs to 90% in the U-bend region. First, the simulation is done for this flow distribution ($V(s)$). A multiplicative factor is then applied to increase the effective flow velocity. For instance, $1.5 \times V(s)$ means that the non-uniform flow velocity $V(s)$ is multiplied by a factor of 1.5. The density distribution remains the same for all simulations.

3.7.1 Tube Vibration Response

The results of the first simulation are presented in Figs. 3.9-3.10. In this simulation, the initial flow distribution ($V(s)$) is considered. Random turbulence forces based on the design guideline suggested by Pettigrew & Taylor (2003b) are applied to the tube in addition to the fluidelastic forces.

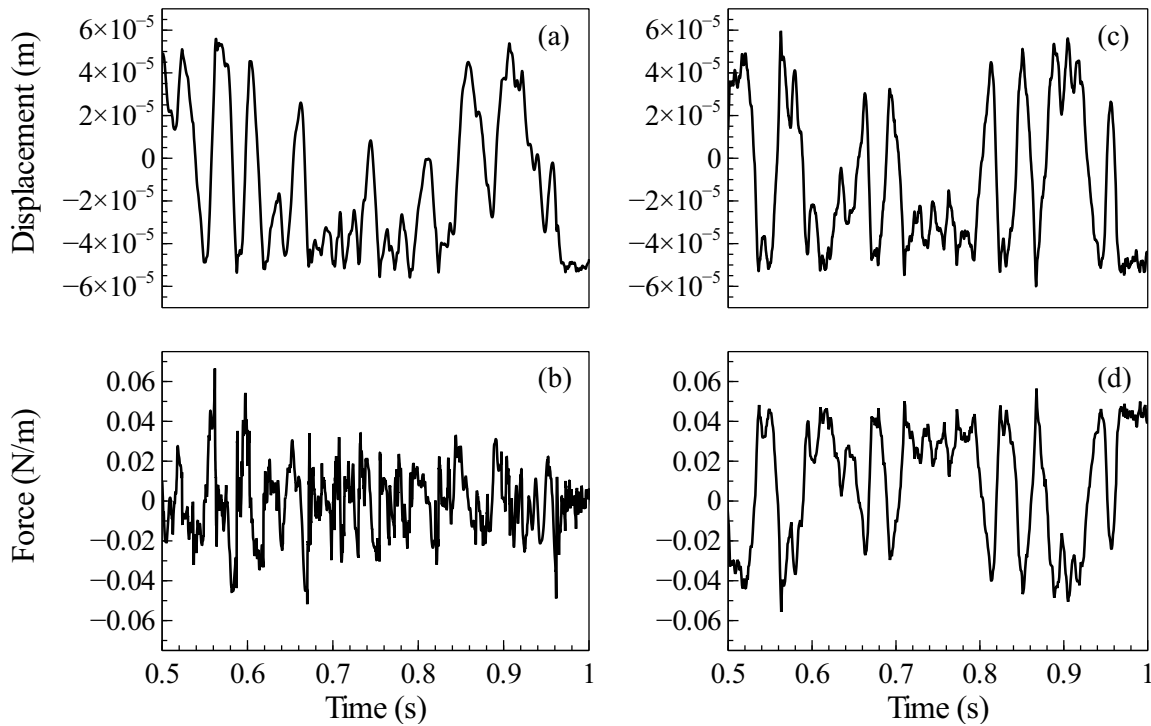


Figure 3.9 Displacement and fluidelastic force in the lift direction at node 90 at the velocity $V(s)$: (a) Displacement (Connors model), (b) Force per unit length (Connors model), (c) Displacement (quasi-steady model), (d) Force per unit length (quasi-steady model).

Figure 3.9 presents the fluidelastic force history in the lift (out-of-plane) direction for the Connors model and the quasi-steady model along with the displacement history in the same direction at node 90 at the top of the U-bend (see the Appendix for the location of the nodes on the U-tube).

The fluidelastic forces of the quasi-steady model vary more smoothly compared to the forces in the Connors model which exhibit some strong high frequency variations. This behavior may be explained by considering the expression of the fluid forces. In the Connors model, the fluidelastic forces are purely velocity dependent. During an impact, the velocity of the tube is subjected to rapid variations that are transmitted to the fluidelastic forces. In the quasi-steady model, however, the fluidelastic forces are governed by both the tube displacement and velocity.

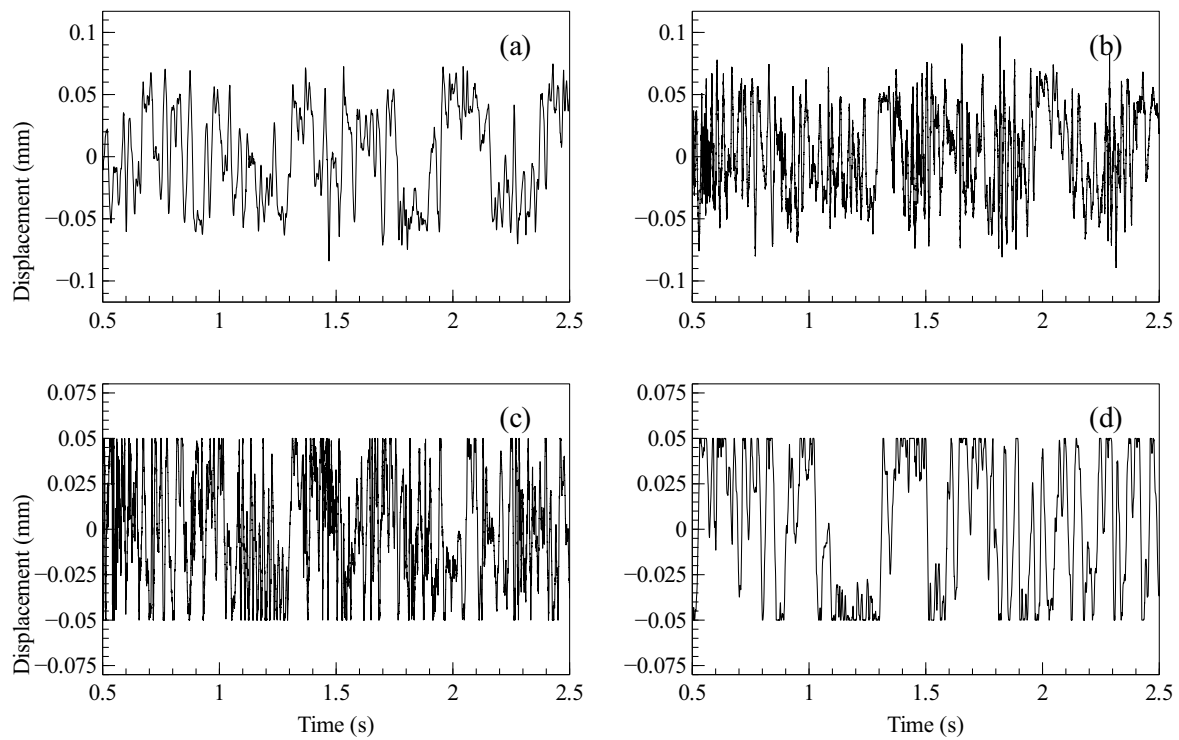


Figure 3.10 Tube response to turbulence and fluidelastic forces at the velocity $V(s)$: (a) Node 98 (Connors model); (b) Node 98 (quasi-steady model); (c) Node 78 (Connors model); (d) Node 78 (quasi-steady model).

The fluidelastic forces of the two models on the one hand, and the displacements on the other, have the same order of magnitude. At this relatively low flow velocity, the fluidelastic forces and the random turbulence forces have the same order of magnitude, so the effect of the fluidelastic forces is not yet dominant. This explains why the tube responses for the two models compared in Fig. 3.9(a,d) are very similar.

Figure 3.10 shows the vibration response of the U-tube at Nodes 78 and 98. Node 98 is a mid-span node while Node 78 is located at the AVB in the U-bend region where the clearance is 0.050 mm. Figure 3.10 shows that the contact constraint is correctly enforced by the ABAQUS kinematic contact algorithm since the vibration magnitude never exceeds 0.050 mm.

Figures 3.11 presents the result of the second simulation. In this simulation the flow velocity distribution is increased by a factor of 2.5. Random turbulence forces are applied from 0 to 1.5 s, and then the turbulence forces are removed to show only the effect of the fluidelastic forces. As in the previous case, the results are presented for a mid-span node (98) and a support node (78). Both models show self-sustained vibrations after 1.5 s which is characteristic of fluidelastic instability.

At this velocity distribution ($2.5 \times V(s)$), the fluidelastic excitation in the Connors model is much higher than in the quasi-steady model. The fluidelastic forces of the Connors model are dominant compared to the turbulence forces. As a result, there is no significant change in the tube response after removal of the turbulence forces. The rate of contacts of the tube with the supports is also high, resulting in a higher frequency compared to the tube response in the quasi-steady model. This is consistent with the results of the linear case where it has been shown that the instability growth rate of the Connors model is higher than that of the quasi-steady model.

3.7.2 Tube Vibration Frequency

In the foregoing computations, the vibration frequency is estimated every 0.5 s using a Fourier transform of the displacement at each mid-span node. Typical vibration spectra are presented in Fig. 3.12 for the midspan node 90 every 0.5 s during the simulation. In this simulation, random turbulence forces were applied during the first 2s and then removed, leaving only the fluidelastic forces. In Fig. 3.12 (a,b), the frequency spectrum is random as the turbulence forces are still applied. As a result, the instantaneous frequency is poorly estimated. When the fluidelastic forces are dominant, the response spectrum clearly shows a dominant frequency.

These results show the lack of a clearly dominant frequency when the order of magnitude of the random turbulence forces is greater than or the same as the fluidelastic forces. In this case, the

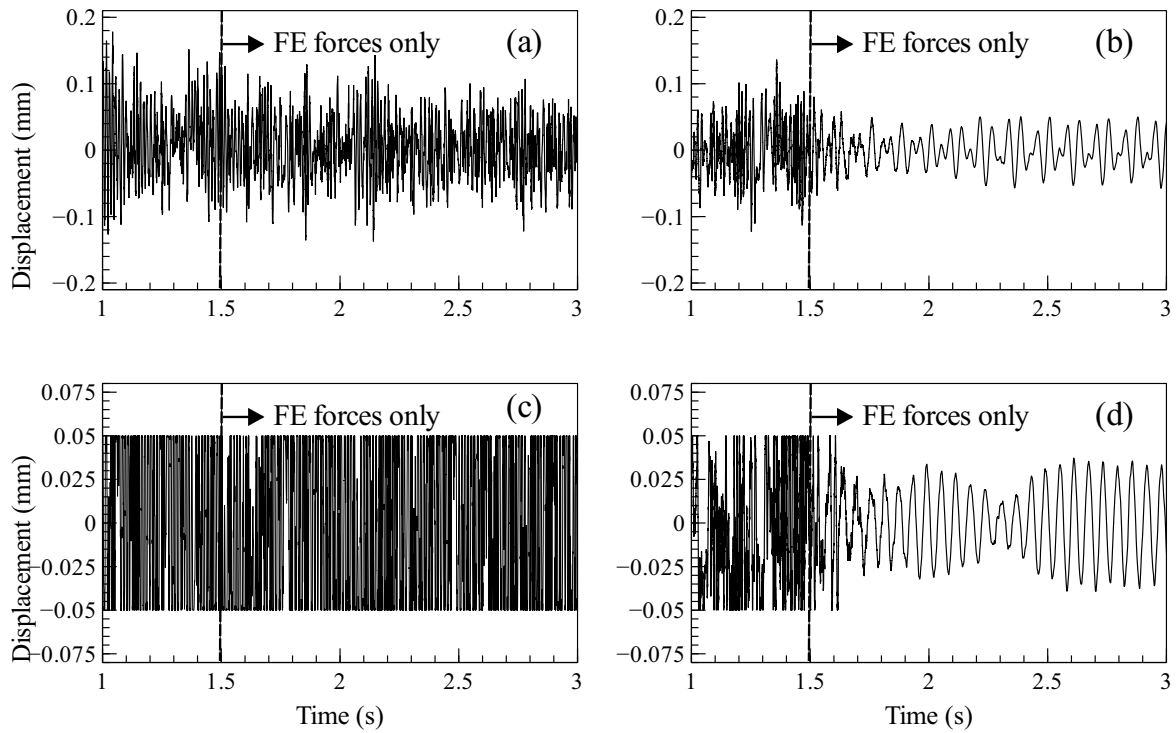


Figure 3.11 Tube response at the velocity $2.5 \times V(s)$: (a) Node 98 (Connors model); (b) Node 98 (quasi-steady model); (c) Node 78 (Connors model); (d) Node 78 (quasi-steady model). Both turbulence and fluidelastic forces are applied from 0 s-1.5 s while after 1.5 s, only fluidelastic forces (FE) are applied.

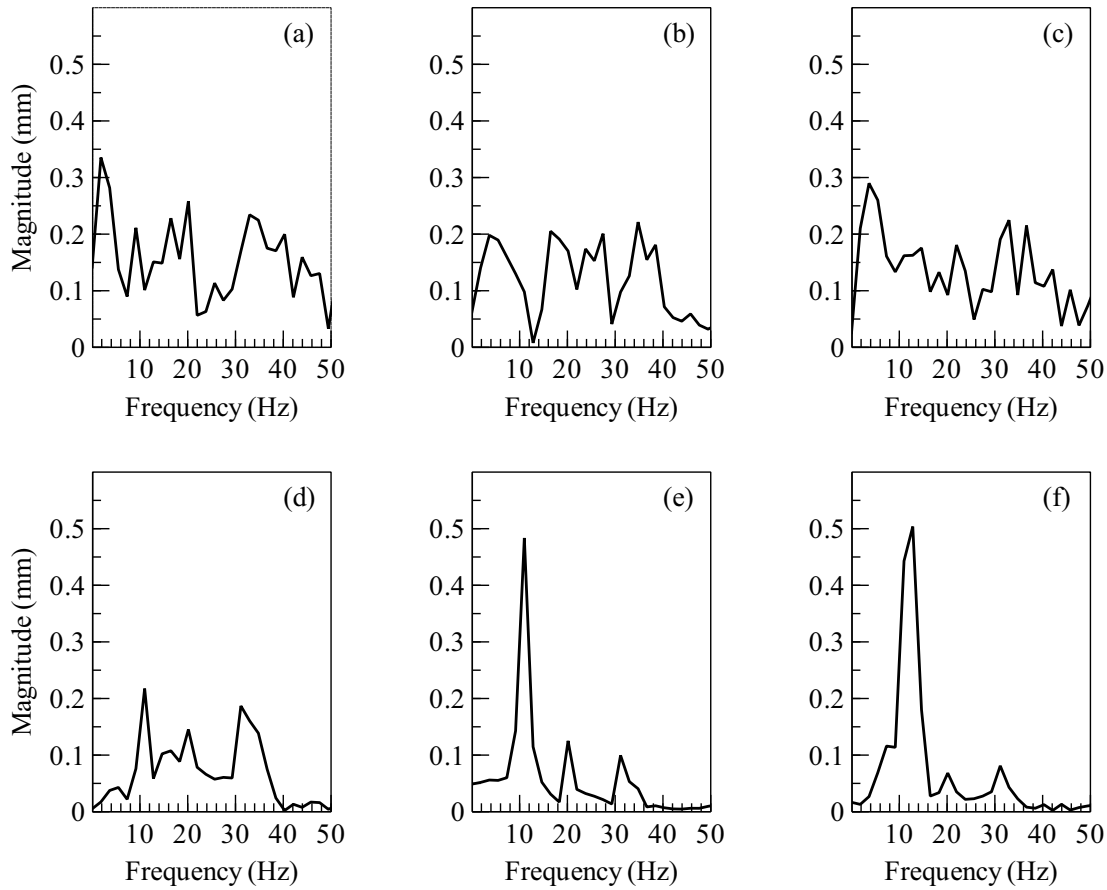


Figure 3.12 Vibration spectra given by the quasi-steady model at mid-span node 98 at the velocity $1.5 \times V(s)$: (a) 1.0 s-1.5s; (b) 1.5s-2.0s; (c) 2.0s-2.5s; (d) 2.5s-3.0s; (e) 3.0s-3.5s; (f) 3.5s-4.0s. Both turbulence and fluidelastic forces are applied from 0 s-2 s while after 2 s, only fluidelastic forces are applied.

frequency which has the highest response is still used to calculate the fluidelastic forces but their effect is not significant compared to that of the turbulence forces. When the fluidelastic forces are dominant and hence have a more dominant effect, the response spectrum may be used to estimate reasonably well the tube vibration frequency.

3.7.3 Impact Forces

Figures 3.13 and 3.14 show the normal impact forces at the AVB node 94 for both models at the velocity $1.0 \times V(s)$ and $2.5 \times V(s)$, respectively. In the first case (Fig. 3.13), the excitation forces include random turbulence forces while in the second (Fig. 3.14) the turbulence forces were

removed after 1.5 s. In the first case, the impact forces of the Connors model are lower than those of the quasi-steady model whereas for the second case, the opposite is observed.

In the Connors model, there is a pure damping effect below the critical velocity and a huge destabilizing effect above the critical velocity, resulting in lower contact forces when the system is stable and larger contact forces when the system is unstable. In the quasi-steady model on the other side, the rate of decrease or increase of the damping is relatively low, resulting in higher contact forces below the critical velocity and lower above, compared to the Connors model. The same trend was observed in the case of the linear problem (Fig. 3.8).

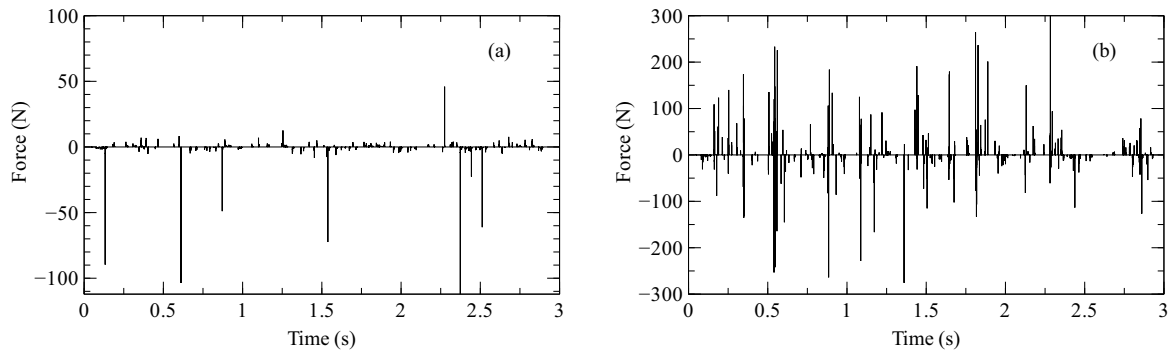


Figure 3.13 Normal impact forces at node 78 in the lift direction at the velocity $V(s)$: (a) Connors model; (b) quasi-steady model.

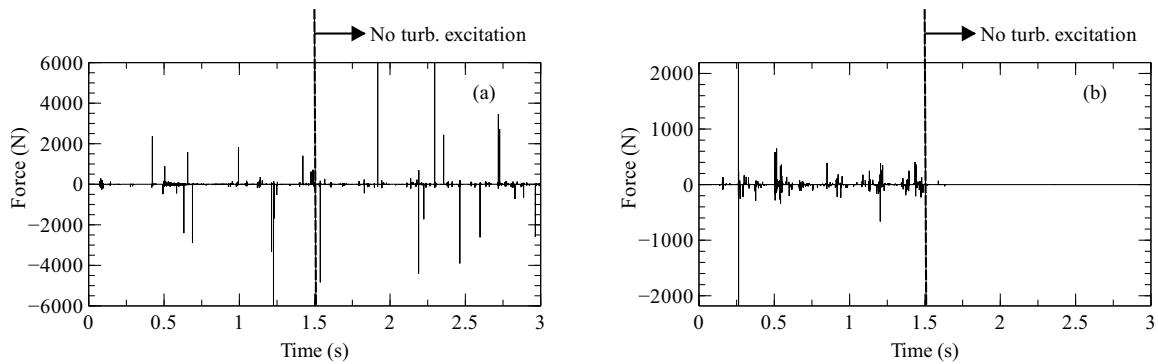


Figure 3.14 Normal impact forces at node 94 in the lift direction at the velocity $2.5 \times V(s)$: (a) Connors model; (b) quasi-steady model. Both turbulence and fluidelastic forces are applied from 0 s-1.5 s while after 2 s, only fluidelastic forces are applied.

At the velocity $2.5 \times V(s)$, the system is fully unstable in the Connors model while in the quasi-steady model, it is at the onset of instability. As a result, there is no significant change in the

tube response in Fig. 3.14(a) when the turbulence forces are removed. In Fig. 3.14(b) on the other hand, when the turbulence forces are removed, the fluidelastic induced excitation is not enough to produce tube-to-AVB contact.

Above the critical velocity, the destabilizing force of the Connors model is higher compared to the quasi-steady model for the same velocity distribution, despite the fact that the Connors constant here is $K = 5.5$ instead of the design guideline $K = 3.0$ which is even more conservative (Sawadogo *et al.*, 2009).

3.7.4 Work-Rate

The fretting-wear due to tube-support impacting may be estimated using the modified Archard's wear equation (Yetisir *et al.*, 1998) :

$$\dot{V} = K_W \times \dot{W}_N \quad (3.13)$$

where $\dot{V}(\text{m}^3/\text{s})$ is the rate of removal of tube material due to impact; $K_W (\text{Pa}^{-1})$ is an empirical coefficient depending on the support geometry, the operating temperature and the materials of the tube and the support. $\dot{W}_N (\text{W})$ is the normal work-rate. The normal work-rate is given by

$$\dot{W}_N = (1/T) \int_{r(0)}^{r(T)} F_N dr \quad (3.14)$$

where $T(\text{s})$ is the time, $F_N(\text{N})$ is the normal impact force and $r(\text{m})$ is the sliding distance.

The work-rate computations are presented in Table 3.3. Only the mean work-rate of the tube-to-AVB interaction is presented for the sake of brevity. The work-rate was calculated for each AVB in the U-bend region and averaged. The choice of the U-bend region was dictated by the fact that during normal operation of this type of SG, this region is subjected to the highest flow velocities and hence to higher risk of instabilities. The void fraction is also higher in this region, increasing the effect of the two-phase flow.

The results given by the Connors model and the quasi-steady model are compared for various flow conditions. Since the normal work-rate depends on the sliding distance in the in-plane directions, its value is affected by the fluidelastic forces in the drag in-plane direction. The non-uniform flow velocity magnitude is progressively increased by a multiplicative factor. For each flow velocity distribution, five simulations are performed by applying i) turbulence forces only in both directions, ii) turbulence and Connors fluidelastic forces in both directions, and iii) turbulence and quasi-steady fluidelastic forces in both directions.

Table 3.3 Work-rate computation for various flow conditions. CN = Connors model; QS = Quasi-Steady model; TO = Turbulence Only.

Velocity Distribution	Averaged Work-Rate (mW)		
	TO	CN	QS
$1.0 \times V(s)$	0.6	0.6	2.1
$1.5 \times V(s)$	1.4	4.2	6.5
$2.0 \times V(s)$	2.4	665.0	20.8
$2.5 \times V(s)$	3.8	-	25.2
$3.0 \times V(s)$	5.7	-	35.0
$4.0 \times V(s)$	10.4	-	103.5

At the prototypical velocity ($1.0 \times V(s)$) the fluidelastic forces are very small in the Connors model since the work-rate is comparable to the work-rate given by the turbulence forces. It is important to note that at this (prototypical) velocity the Connors model is non conservative. This is because the model does not correctly take into account the reduction in the effective tube damping caused by the fluidelastic forces below the critical instability velocity.

At double the prototypical velocity ($2.0 \times V(s)$), however, the Connors model has a huge destabilizing effect, giving a work-rate of 665 mW which has never been measured experimentally to the authors knowledge. This huge value is due to the instability observed in the in-plane directions at this velocity, giving large sliding distances during contact events.

As mentioned before during the analysis of the linear system, the instability growth rate of this model is extremely high and does not appear to be realistic. Consequently, this model gives unrealistic work-rates when fluidelastic instability occurs. The quasi-steady model on the other hand predicts a work-rate which increases more moderately with increasing flow velocity.

The work-rate given by the quasi-steady model is of the same order of magnitude as work-rates experimentally measured by [Janzen *et al.* \(2002\)](#). They found the work-rate at instability to be less than 10 mW in two-phase flow and about 100 mW in water flow but for 0.75 mm of tube-support

clearance.

The quasi-steady model also makes it possible to take into consideration the fluidelastic forces below the critical velocity or at the onset of fluidelastic instability. This is not possible in the Connors model.

3.8 Conclusions

A time domain simulation of the vibration of a prototypical SG U-tube subjected to two-phase flow was conducted successfully. The fluidelastic forces were introduced using the Connors model and the quasi-steady model. The quasi-steady model is based on fluid forces measured in two-phase flow. The impact forces were extracted and used to calculate the work-rate. The quasi-steady model was found to be more realistic than the Connors model in terms of fluidelastic forces and work-rate.

More importantly, the results show that the Connors model underestimates the work-rate, and consequently the fretting wear, at SG prototypical flow rates. For velocities above the critical velocity the Connors model vastly overestimates the work-rate. The foregoing is because damping induced by the Connors model below the critical velocity on the one hand, and the instability growth rate on the other, were found to be significantly higher than those of the quasi-steady model.

The quasi-steady model on the other hand was able to model more realistically the flow-induced damping in pre- and post-instability velocity ranges. The model therefore offers a potentially useful tool to simulate the flow induced vibration and the post-instability behavior of SG tubes.

Appendix : Node Locations and Flow Distribution

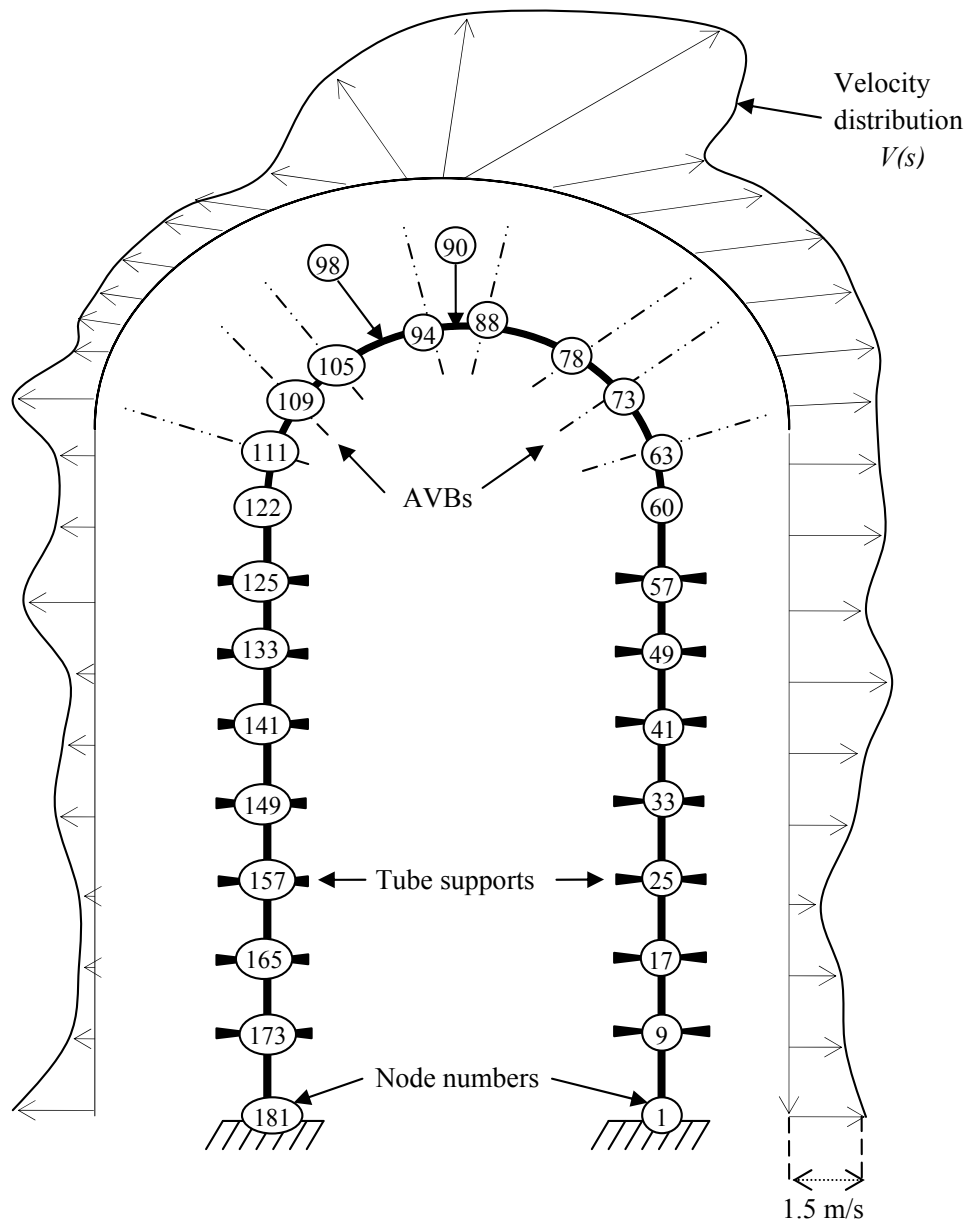


Figure 3.15 Flow velocity distribution and location of the nodes along the U-tube

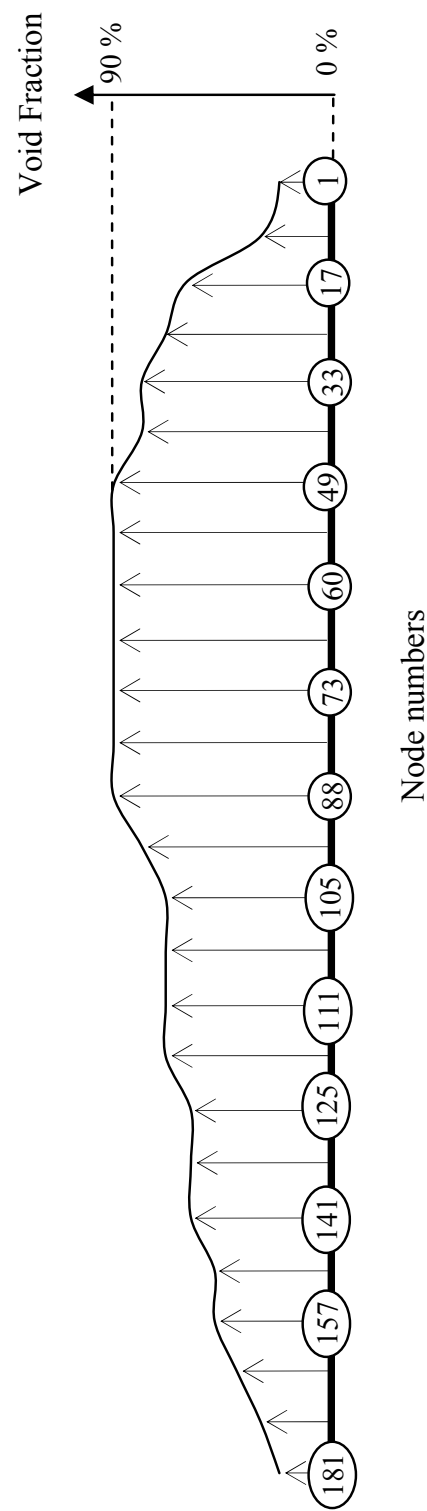


Figure 3.16 Void fraction distribution along the U-tube

CHAPITRE 4

FLUIDELASTIC INSTABILITY STUDY IN A ROTATED TRIANGULAR TUBE ARRAY SUBJECT TO TWO-PHASE CROSS-FLOW. PART I : FLUID FORCE MEASUREMENTS AND TIME DELAY EXTRACTION

This article has been submitted to “Journal of Fluids and Structure”.

Abstract

The time delay inherent to the quasi-steady model for fluidelastic instability is investigated in this paper. Experimental measurements of unsteady and quasi-static fluid forces induced by two-phase cross-flow in a rotated triangular tube array were firstly conducted. The quasi-static fluid forces in the lift direction were measured in two-phase flow at a Reynolds number (based on upstream flow velocity) $Re_{\infty} = 2.8 \times 10^4$ for void fraction ranging from 0% to 80%. Data for 90% void fraction are also presented but were measured at a slightly lower Reynolds number. The derivative of the lift coefficient with respect to the dimensionless displacement in the lift direction was calculated from the measured fluid force coefficients. This derivative is an important parameter in studying fluidelastic instability in the lift direction, using the quasi-steady model. It was found to be positive in liquid flow and negative in two-phase flow. Interestingly, this derivative seems to vanish at around 5% void fraction, challenging the ability of the quasi-steady model to predict fluidelastic instability in this case. In fact, the tube behaves as in liquid flow when it is close to the equilibrium position and, as in two-phase flow when it is far from this position.

The unsteady fluid forces were found to be single valued functions of the reduced velocity U/fD for all the range of void fraction considered. The effect of the void fraction appeared to be small for the range 40% to 80%. Finally, the time delay was extracted by equating the unsteady and the quasi-steady fluid force expressions. The time delay was found to increase linearly with the convection time (D/U) and the time retardation parameter μ was found to be of the same order of magnitude as suggested by [Price & Päidoussis \(1984\)](#), i.e $\mu = O(1)$ for void fraction ranging from 60% to 80%.

4.1 Introduction

Since the first report on fluidelastic instability by [Roberts \(1962\)](#) fifty years ago, a great research effort has been dedicated to this flow induced instability and its mechanism is now better understood. The first semi-analytical model was proposed by [Roberts \(1962\)](#), based on a jet switch model of the flow around a cylinder in a single or double row of cylinders.

Following Roberts, [Connors \(1970\)](#) considered a single row of cylinders normal to the flow and measured the quasi-static fluid forces acting on the central cylinder. By balancing the energy in the in-flow and cross-flow direction, he derived his famous equation that is similar to that suggested by [Roberts \(1962, 1966\)](#):

$$\frac{U}{fD} = K \left(\frac{m\delta}{\rho D^2} \right)^{0.5} \quad (4.1)$$

where U is the fluid velocity, f the tube natural frequency, D the tube diameter, m the tube mass per unit length including the hydrodynamic mass, δ the damping logarithmic decrement of the tube in still fluid and ρ the fluid density. K is the Connors constant that is usually determined experimentally.

[Price & Païdoussis \(1982, 1983, 1984\)](#) improved the quasi-static model of Connors under the name of the quasi-steady model by taking into consideration the relative flow velocity with respect to the moving tube and postulating a time lag between the tube motion and the fluid forces generated thereby.

On the other hand, [Tanaka & Takahara \(1980, 1981\)](#) and [Chen \(1983a,b, 1987\)](#) developed an unsteady model based on experimental measurements of the unsteady fluid forces. [Lever & Weaver \(1982, 1986a\)](#) also developed a channel flow model based on a time delay between the tube motion and the perturbation of the flow at the streamline dividing the inter-column channel flow.

Both [Chen \(1983a,b\)](#) and [Païdoussis & Price \(1988\)](#) showed, using the unsteady model and the quasi-steady model, respectively, that fluidelastic instability is governed by two different mechanisms: i) a fluid damping controlled mechanism for low mass-damping parameter and ii) a fluid stiffness or displacement controlled mechanism for high values of the mass-damping parameter.

It should be remarked, however, that all of the foregoing work was done for single phase flow whereas most industrial applications are for systems operating in two-phase flow. Recently, [Mureithi *et al.* \(2002\)](#) and [Inada *et al.* \(2002\)](#) reported experimental measurements of unsteady fluid forces in a square tube array subject to two-phase flow. [Mureithi *et al.* \(2002\)](#) reported that in two-phase flow, the unsteady fluid forces depend on the reduced velocity, the void fraction and other

parameters, making it difficult to perform systematic stability analysis based upon these forces. This finding was the motivation for the present work in which we have measured the unsteady fluid forces across a wide range of void fractions and for various excitation frequencies. The effect of both void fraction and reduced velocity is studied and presented in details. [Mureithi *et al.* \(2002\)](#) also found low coherence for the inter-tube coupling forces. This makes it difficult to carry out multiple flexible tube analysis in two-phase flow. For this reason, the quasi-steady model appears to be useful for performing stability analysis of multiple flexible tubes.

Quasi-static fluid force coefficients in two-phase flow were reported by [Shahriary *et al.* \(2007\)](#) for 60% and 80% void fraction. In the present study, we perform measurements of the quasi-static fluid forces over a wider range of void fraction and with an improved force sensor. This yields more accurate prediction of the critical velocity for fluidelastic instability, as will be shown in the second part of the paper ([Sawadogo & Mureithi, 2013b](#)).

One of the most important parameter in the quasi-steady model is the time lag between the tube motion and the fluid forces. Using potential flow theory, [Price & Païdoussis \(1984\)](#) showed that this time lag may be expressed as:

$$\tau = \mu \frac{D}{U} \quad (4.2)$$

where U is the fluid velocity, D the tube diameter and μ , the time lag parameter that may be taken to be of order 1. Few experimental measurements of this time lag are available. Perhaps, this is due to the peculiar difficulty of such a task. [Khalifa *et al.* \(2011\)](#) considered a single flexible tube within a rotated triangular tube array subjected to air flow and measured the time delay between the tube motion and the flow perturbation induced at different locations around the tube. [Mahon & Meskell \(2009\)](#) considered a normal triangular tube array and measured similarly the time lag between the moving tube and the flow perturbation at a nearby location. However, this is quite different from the time lag between the tube motion and the fluid forces as the relation between the flow perturbation and the fluid forces acting on the tube is not self evident.

Later, [Mahon & Meskell \(2010\)](#) measured the actual time delay between the tube motion and the fluid forces through the integration of the pressure distribution around the oscillating tube. They found the time delay to behave as in Eq. (4.2) but with $\mu \simeq 0.29$ in a normal triangular tube array of $P/D = 1.32$ subjected to air flow. Clearly, further work is needed to better estimate the time delay, particularly for two-phase flows for which no data exist. In the present work, the time delay is estimated from the unsteady fluid forces measured in a rotated triangular tube array subjected to two-phase air-water flow. This time delay will later be used to estimate the critical velocity for

fluidelastic instability using the quasi-steady model in the second part of the paper.

It is well known [e.g. [Violette *et al.* \(2006\)](#)] that the instability threshold in the lift direction is usually much lower than that in the drag direction. For this reason, we have focused on the study of fluidelastic instability in the lift direction. All measurements presented in the present paper are done in the lift direction except for the steady drag force coefficient.

4.2 Description of the Experimental Setup

The fluid force measurements were conducted using the test loop shown in Fig. 4.1. It includes a compressed air source capable of delivering up to 250 l/s and a water loop powered by a centrifugal pump able to deliver up to 26 l/s. The air is injected in the loop at an upstream location with respect to the test section and the homogenization is done using a honeycomb mixer. The air flow rate is measured through two distinct orifice plates, one for low flow and the other for high flow rates, situated at a distant location from the test section and connected to a differential pressure transducer. The pressure is also measured in the tube array and the air flow rate is corrected accordingly. The water flow rate is measured using a magnetic flowmeter (MAG500). All measurements were conducted at room temperature (approximately 22 °C).

The experimental test section is shown in Fig. 4.2. The cross-sectional area of the test section is 0.03723 m². The tube array is a rotated triangular tube array (Fig. 4.2(a)) composed of three columns of tubes and two columns of half-tubes attached to the walls, all arranged in seven rows. The diameter of the tubes is 38 mm and the pitch-to-diameter ratio $P/D = 1.5$. The tube length is 0.188 m. All the tubes are fixed except the central tube that is mounted on a displacement mechanism. The displacement system, Fig. 4.2(b), consists of a linear motor carrying the test cylinder mounted on a force transducer. The system is mounted on the test section as shown in Fig. 4.2(c).

The linear motor used is a Parker Trilogy Ironless Positionner that is able to deliver up to 3000 N of peak force and 660 N of continuous force. The motor generates a direct linear motion instead of converting rotary movement by the use of intermediate mechanical components such as ballscrews, gears and belt drives. Furthermore, the load is directly connected to the motor, resulting in an improved feedback, higher accuracy and better repeatability. A linear magnetic encoder is part of the feedback system incorporated in the linear motor. The accuracy of the magnetic encoder is $\pm 30 \mu\text{m}$. An Aries smart servo-drive AR-04CE is used to control the motor. The central tube is mounted on an ATI Nano25 force transducer mounted on a plate attached to the travel of the

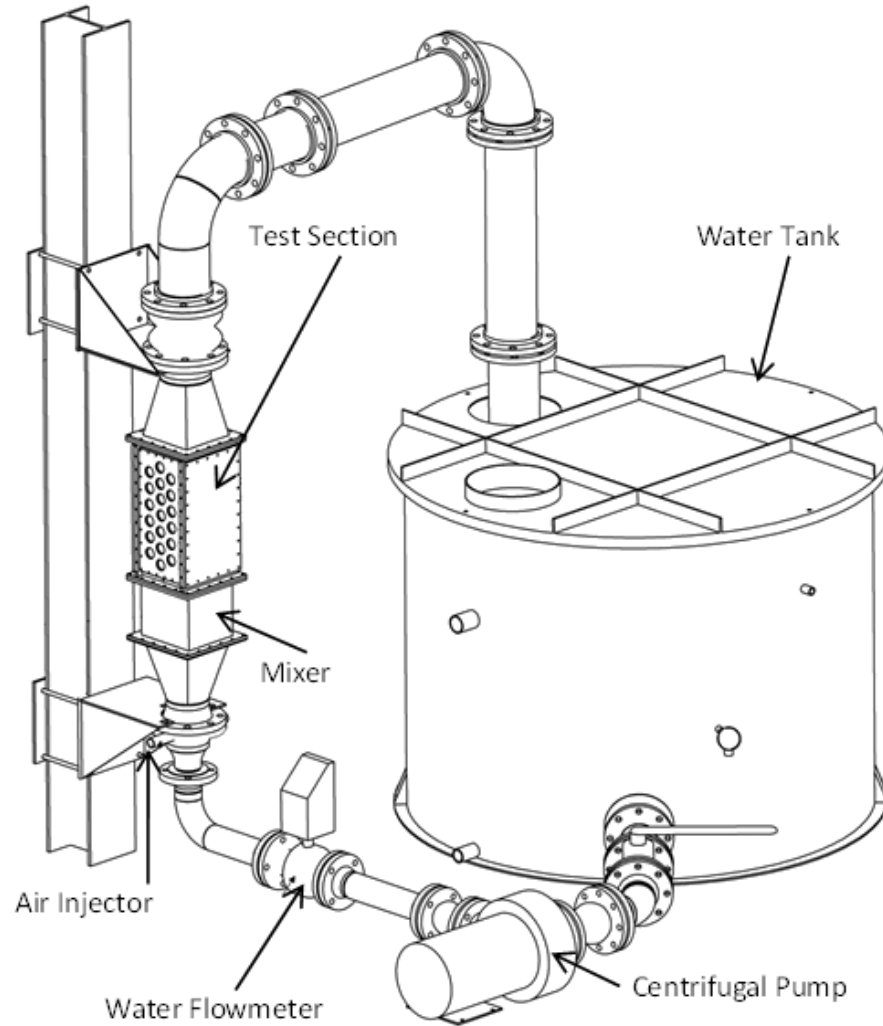


Figure 4.1 Two-phase test loop

linear motor as shown in Fig. 4.2(b). The resolution of the force transducer is 0.04 N and the RMS value of the white noise is less than 0.01 N. The resonance frequency of the Nano25 force transducer carrying the tube was estimated to be 1380 Hz in water flow, which is far above the range of measurement of the unsteady fluid forces.

This experimental setup was used to measure both the unsteady and the quasi-static fluid forces. In the first case, a harmonic motion generated by the linear motor is applied to the tube at a given frequency and amplitude. The time dependent displacement and fluid forces are measured using an optical sensor and the ATI Nano25 force transducer, respectively. Both signals are acquired with Labview through a National Instrument data acquisition card (NI PXIe-1073) at a sampling rate of 2048 Hz. For the case of the quasi-static fluid forces, finite (static) displacements are applied to the

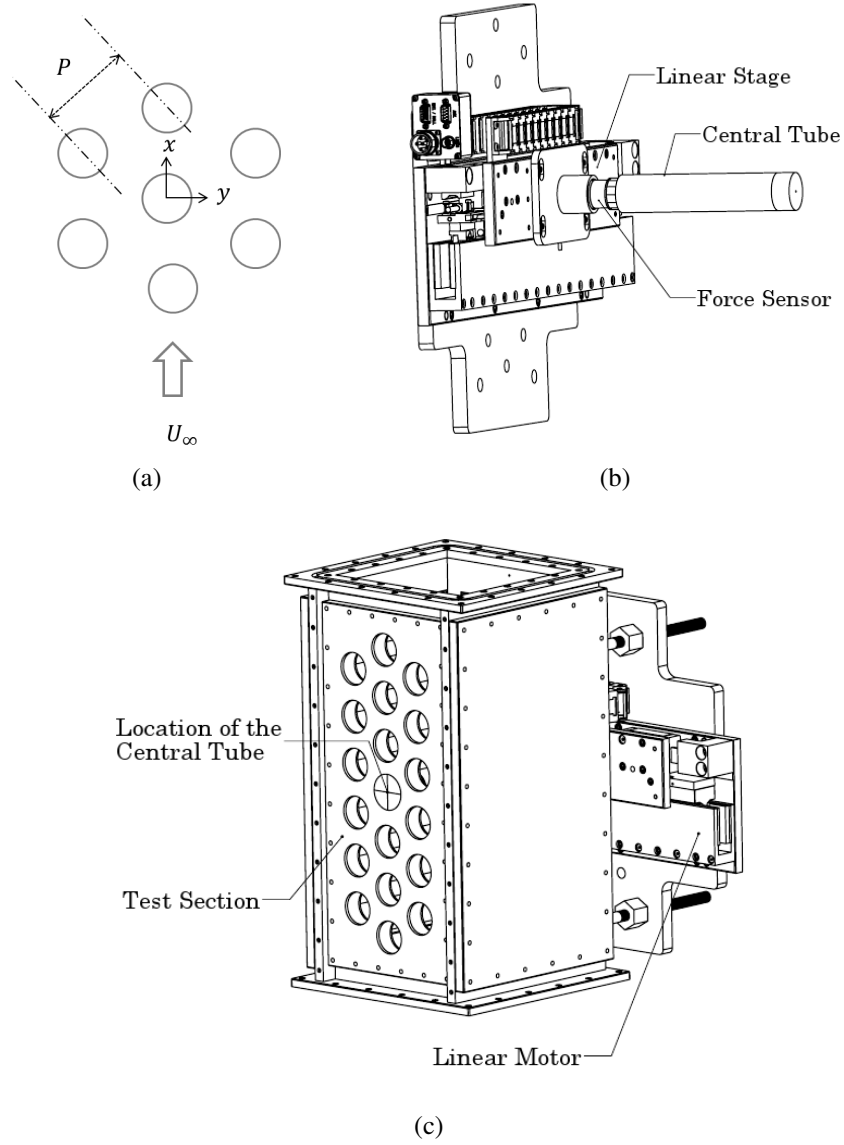


Figure 4.2 Test section and displacement Mechanism: (a) tube array configuration, (b) instrumented tube mounted on the linear motor, (c) linear motor mounted on the test section.

tube in the lift direction and the quasi-static drag and lift forces are measured.

The homogeneous model was used to determine the two-phase flow properties. The void fraction β and the flow mass density ρ are estimated as:

$$\beta = \frac{Q_G}{Q_G + Q_L}; \quad \rho_h = \beta \rho_G + (1 - \beta) \rho_L; \quad (4.3)$$

where Q is the volumetric flow rate and ρ the mass density. The subscripts G , L and h denote the

value of the physical quantity for the gas phase, the liquid phase and the homogeneous mixture, respectively. The homogeneous flow velocity is obtained by dividing the total flow rate by the cross-sectional area of the test section.

4.3 Unsteady Fluid Forces

When a harmonic motion $y_0 e^{i\omega t}$ is applied to the instrumented tube, the force per unit length acting on the tube in the lift direction may be expressed as:

$$\begin{aligned} F &= \left[\omega^2 m + \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 C_F e^{i\phi_F} \right] y_0 e^{i\omega t} \\ &= \left[\omega^2 (m + m_a) + i\omega \frac{\rho U_\infty D}{2} \tilde{C}_{da} + \frac{\rho U_\infty^2}{2} \tilde{C}_s \right] y_0 e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

where $i^2 = -1$, D is the tube diameter, and U_∞ and ρ the flow upstream velocity and density, respectively. C_F and ϕ_F are the unsteady fluid force coefficient magnitude and phase, including the added mass, respectively. m , m_a , \tilde{C}_{da} , \tilde{C}_s are the tube mass per unit length, the fluid added mass per unit length, the dimensionless damping and stiffness coefficients, respectively.

From Eq. (4.4), the dimensionless fluid damping and stiffness coefficients may be expressed as functions of the magnitude and the phase of the unsteady fluid force as follows:

$$\tilde{C}_{da} = \frac{U_\infty}{D\omega} C_F \sin \Phi_F \quad (4.5a)$$

$$\tilde{C}_s = C_F \cos \Phi_F - \frac{\omega^2 m_a}{\rho U_\infty^2 / 2} \quad (4.5b)$$

The unsteady fluid forces were measured in the lift direction for void fractions ranging from 0% (water flow) to 90%. The capability of the linear motor allowed excitation frequencies up to 20 Hz for void fraction lower than 50% and 28 Hz for higher void fractions. For each void fraction, the measurements were conducted for up to 12 different flow velocities. The excitation amplitude was 3 mm ($0.08D$) for frequencies lower than 11 Hz to improve the signal to noise ratio, and 2 mm ($0.05D$) for higher frequencies. The possible effect of varying the excitation amplitude was investigated and found to be negligible for this range of amplitudes. The data acquisition time was adjusted to match the excitation frequency since high frequencies need less time and, conversely, low frequencies need more time to obtain a reasonable number of averages. Hence, the

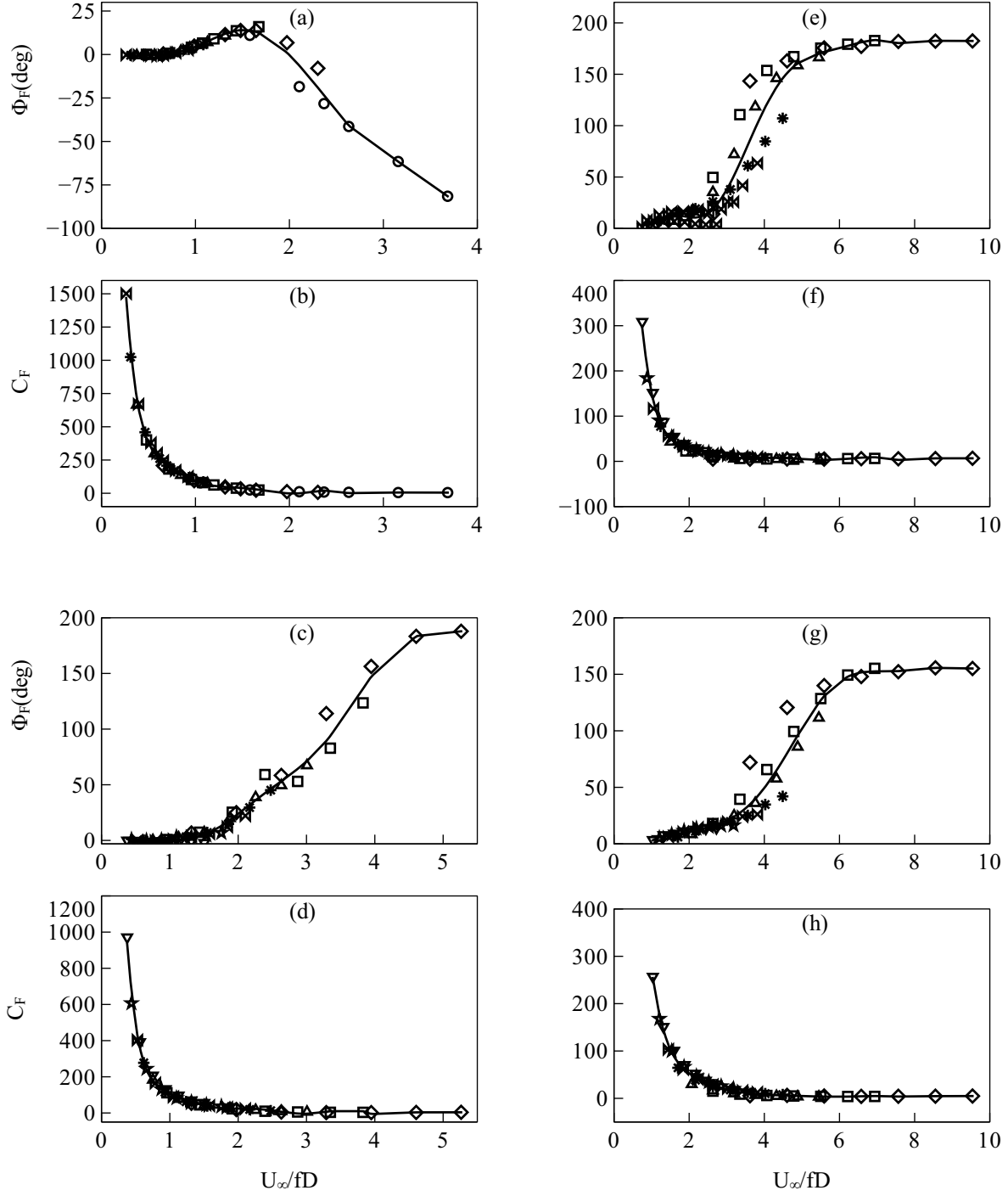


Figure 4.3 Unsteady fluid forces vs. U/fD for various void fractions: (a-b) 0% void fraction, (c-d) 60% void fraction, (e-f) 80% void fraction, (g-h) 90% void fraction; \circ 5 Hz, \diamond 8 Hz, \square 11 Hz, \triangle 14 Hz, \star 17 Hz, \bowtie 20 Hz, \star 24 Hz, ∇ 28 Hz.

displacement and the unsteady force data were acquired for 300 s for 5 Hz excitation, 240 s for 8 Hz to 14 Hz and 120 s for 20 Hz to 28 Hz. The added mass for each void fraction was measured at very low flow velocities and relatively high frequencies, conditions for which the fluidelastic forces are considered insignificant.

The electronic devices used for the measurements introduce a systemic phase shift in the data. There is also a phase associated with the flow independent damping. The two components were measured together for each frequency and each void fraction at very low flow velocity, typically at an upstream velocity $U_\infty = 0.2$ m/s, and subtracted from the measured phase. The fluid force phase results presented below are all corrected to eliminate the systemic and the flow independent phases. The coherence between the measured forces and the tube displacement was also estimated for every measurement and found to be nearly equal to 1. This is indicative of the strong correlation between the measured forces and the tube motion. The results of the unsteady fluid force measurements are presented in Figs. 4.3-4.4. The range of the fluid force phase is adjusted in Figs. 4.3-4.4 to show a continuously varying phase as a function of the reduced velocity U/fD .

Figure 4.3 shows the unsteady fluid force in the lift direction as a function of U/fD for various void fractions and excitation frequencies. An approximate analytical curve is fitted through the data to highlight the trend with U/fD . In single phase water flow, the fluid force phase Φ_F increases with U/fD up to $U/fD = 1.25$ and then decreases toward negative values as shown in Fig. 4.3(a). The results for 5 Hz excitation seems to diverge from the overall trend. This might be explained by poor accuracy for low frequency measurements due to poor signal to noise ratio and low number of averages per measurement.

In two-phase flow, the divergence of the data for 5 Hz is more dramatic due to higher noise induced by the turbulence. Increasing drastically the acquisition time would improve the accuracy but this is impractical, given the number of measurement points. For this reason, the results for 5 Hz are not included in the data presented. The unsteady fluid force phase is always positive in two-phase flow. It starts from about 0° at small U/fD and increases toward 180° for high values of U/fD . The trend is nonlinear and the inflexion point depends on the void fraction. For 80% void fraction it is around $U/fD = 4$ whereas for 90% void fraction it occurs at $U/fD = 5$. For 60% void fraction, the trend seems linear from $U/fD = 1.5$ to $U/fD = 5$, approximatively.

In both cases, the data of the unsteady fluid force coefficient magnitude C_F and phase Φ_F collapse approximately onto single curves for each void fraction. It appears also that the unsteady force magnitude and phase are single valued functions of U/fD . Scatter appears in the data for

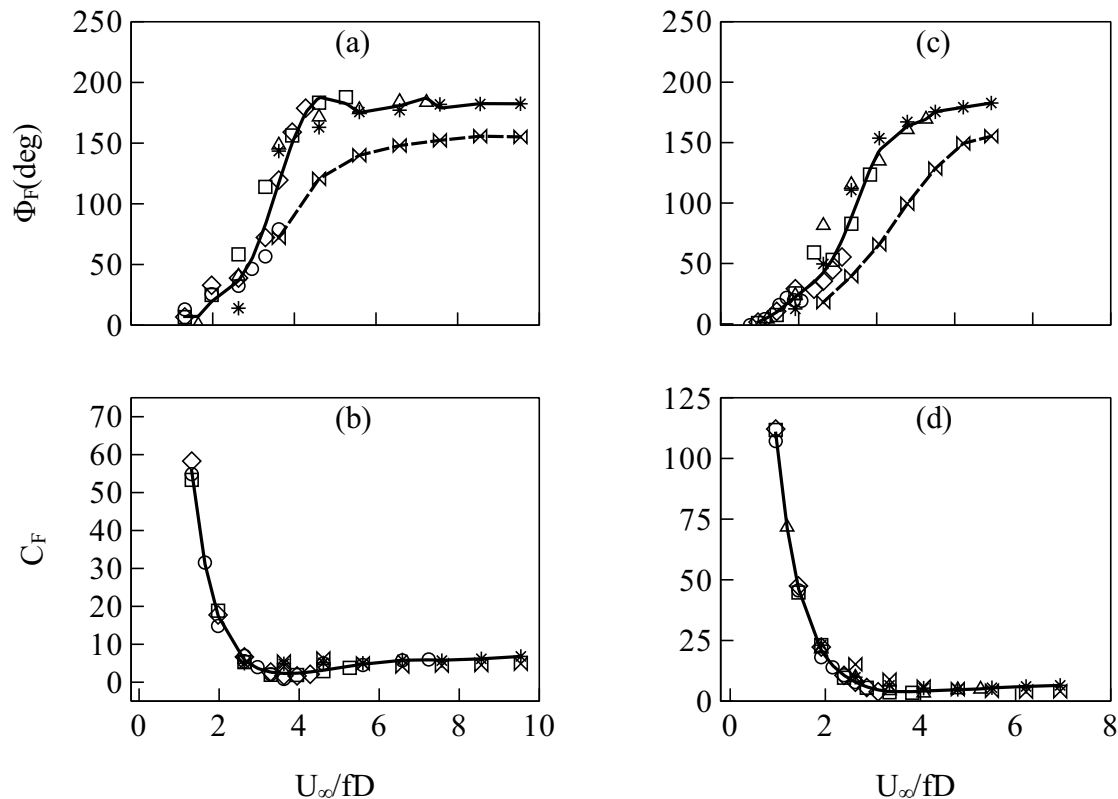


Figure 4.4 Effect of the void fraction on the unsteady fluid forces for 8 Hz and 11 Hz excitation frequencies: (a-b) 8 Hz, (c-d) 11 Hz; \circ 40% void fraction, \diamond 50% void fraction, \square 60% void fraction, \triangle 70% void fraction, \star 80% void fraction, \times 90% void fraction.

80% and 90% void fraction but this is to be expected given the high turbulence and the uncertainty associated with the estimation of the void fraction using the homogeneous model for high void fraction.

This result differs from the report of Mureithi *et al.* (2002) who found that both Φ_F and C_F are multivalued functions of U/fD . This may be due to the difference in the tube array considered for the measurements. Mureithi *et al.* (2002) used an inline square array whereas in this work, a rotated triangular tube array is used. It might also be attributed to the fact that the measurements of Mureithi *et al.* (2002) were conducted in high pressure (0.5–5.6 MPa) and relatively high temperature steam-water flow while the present tests were carried out in air-water flow at room temperature and low pressure (0.5–2 kPa).

Figure 4.4 shows the effect of the void fraction on the unsteady fluid forces for a given frequency. Data for excitation frequencies of 8 Hz and 11 Hz are presented. It appears that for a given frequency, the void fraction has little effect on the unsteady fluid force phase and magnitude from

40% to 80%. This has important implications since the fluid force phase will be used to extract the time delay in Section 4.5. It means that the uncertainty in the estimation of the void fraction does not affect significantly the fluid force phase data. However, the results for 90% void fraction diverge from the rest of the data and show a sudden drop in the rate of increase of the fluid force phase as a function of U/fD . This may be attributed to a possible transition to intermittent flow which usually occurs for high void fraction and high velocities (Noghrehkar *et al.*, 1999).

4.4 Quasi-Static Fluid Force Coefficients

In this section, measurements of the quasi-static force coefficients are presented. The quasi-static force coefficients are important parameters of the quasi-steady model. The effect of the void fraction is carefully investigated in the present study. Previous studies (Shahriary *et al.*, 2007; Sawadogo & Mureithi, 2012) have shown that the quasi-static fluid force coefficients vary with the Reynolds numbers but reach constant values for high Reynolds numbers. In the present work, measurements of the quasi-static fluid force coefficients were made for various void fractions at the highest possible value of the Reynolds number. For void fractions higher than 50%, the fluid force coefficients have reached a nearly constant value but that was not necessarily the case for lower void fractions due to the limitation of the flow rate that could be provided by the water pump. The Reynolds number was estimated using the upstream flow velocity U_∞ , the tube diameter D , the homogeneous density ρ and void fraction β , the gas mass quality x , and the dynamic viscosity μ as:

$$\begin{aligned} \text{Re}_\infty &= \frac{\rho_h U_\infty D}{\mu_h}; \\ \frac{1}{\mu_h} &= \frac{x}{\mu_G + (1-x)\mu_L}; \\ x &= \frac{\rho_G Q_G}{\rho_G Q_G + \rho_L Q_L} = \frac{\beta}{\beta + (1-\beta)\rho_L/\rho_G}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

In Eq. (4.6), the subscripts G , L and h denote the value of the physical quantity for the gas phase, the liquid phase, and the homogeneous mixture, respectively.

It should be noted that there is no exact equation for the homogeneous mixture viscosity. The expression used here is the McAdams formula, which is expressed similarly to the homogeneous density. The Reynolds number of the two-phase flow is considered to be the sum of the Reynolds numbers of the two separate phases. As a result, the Reynolds number of the two-phase flow is

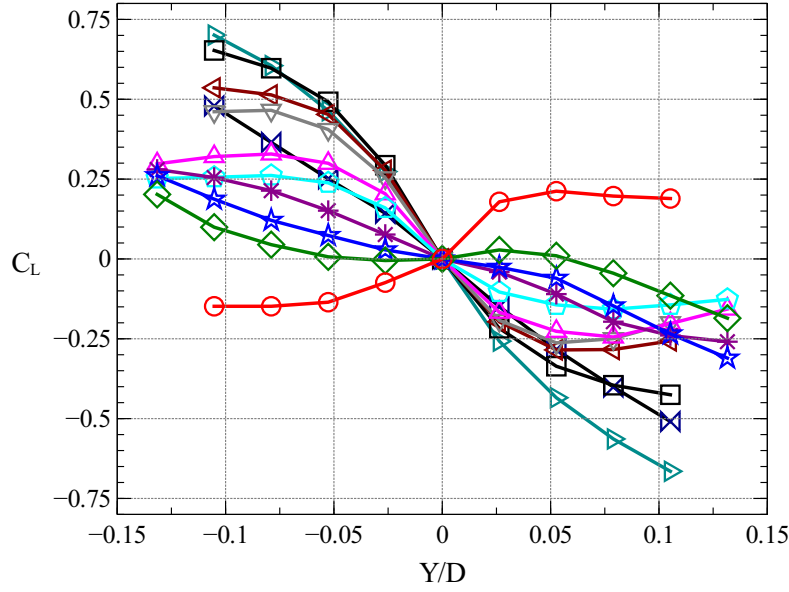


Figure 4.5 Variation of the lift coefficient at Reynolds number $Re_\infty = 2.8 \times 10^4$ for $\beta = 0\% - 80\%$ and $Re_\infty = 1.8 \times 10^4$ for $\beta = 90\%$: \circ $\beta = 0\%$, \diamond $\beta = 5\%$, \star $\beta = 10\%$, \times $\beta = 20\%$, \square $\beta = 30\%$, \triangle $\beta = 40\%$, ∇ $\beta = 50\%$, \triangleleft $\beta = 60\%$, \square $\beta = 70\%$, \triangleright $\beta = 80\%$, \boxtimes $\beta = 90\%$.

only an approximate quantity.

The test procedure involved applying finite displacements in increments of 1 mm ($0.026D$) to the central tube using the displacement mechanism described in Section 4.2, and, waiting for the flow to attain steady state before starting the fluid force measurement. The fluid force data were acquired at a sampling rate of 2000 samples per second and averaged over 50 s. For some measurements, an averaging time of 80 s was necessary to obtain the steady force value. For each flow condition, two different measurements were taken and averaged. The dimensionless fluid force coefficient was determined using the upstream flow velocity, the tube diameter, the tube length and the homogeneous flow mass density. All measurements were conducted at a Reynolds number $Re_\infty = 2.8 \times 10^4$ except for 90% void fraction where $Re_\infty = 1.8 \times 10^4$ due to the limitations of the test loop capability.

The variation of the lift coefficient with the dimensionless displacement in the lift direction is presented in Fig. 4.5 for various void fractions. In water flow and for void fractions higher than 50%, the lift coefficient varies abruptly in the vicinity of the zero position, but it becomes almost constant beyond $0.05D$. For this reason, the fluid lift coefficient was measured only from -4 mm to 4 mm ($\pm 0.11D$) for these flow conditions. However, from 5% to 40% void fraction, the lift

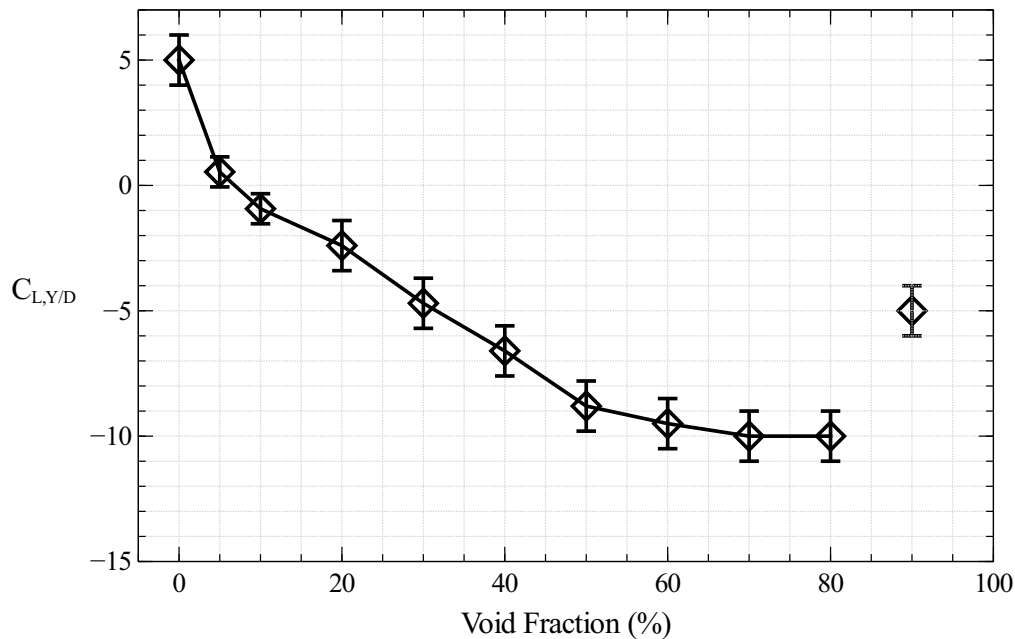


Figure 4.6 Variation of the derivative of the lift coefficient $C_{L,Y/D}$ with void fraction at Reynolds number $Re_\infty = 2.8 \times 10^4$ for $\beta = 0\% - 80\%$ and $Re_\infty = 1.8 \times 10^4$ for $\beta = 90\%$.

coefficient was measured from -5 mm to $+5$ mm ($\pm 0.13D$) since its variation seems to continue at relatively distant positions. For 10% and 20% void fraction, the variation of the lift coefficient with position is quite linear within $0.05D$ of the equilibrium position.

Besides the time lag, the most important parameter for the study of fluidelastic instability in the lift direction, using the quasi-steady model, is the derivative of the lift coefficient at the equilibrium position of the central tube with respect to the quasi-static displacement in the lift direction. This derivative goes from a positive value in water flow to negatives values in two-phase flow as shown in Fig. 4.5. The same trend was observed by [Shahriary *et al.* \(2007\)](#). The derivative of the lift coefficient with respect to the dimensionless displacement in the lift direction $C_{L,Y/D}$ is presented in Fig. 4.6 as a function of the void fraction. The derivative $C_{L,Y/D}$ varies linearly from 5% to 50% void fraction and from 50% to 70% void fraction. From 70% to 80% this derivative is almost constant but it decreases abruptly between 80% void fraction to 90%. It should, however, be kept in mind that the measurement for 90% void fraction was not done at the same Reynolds number, although the result is not expected to change significantly above this value of Re_∞ (1.8×10^4).

It is interesting to note that at around 5% void fraction, the derivative $C_{L,Y/D}$ vanishes as seen

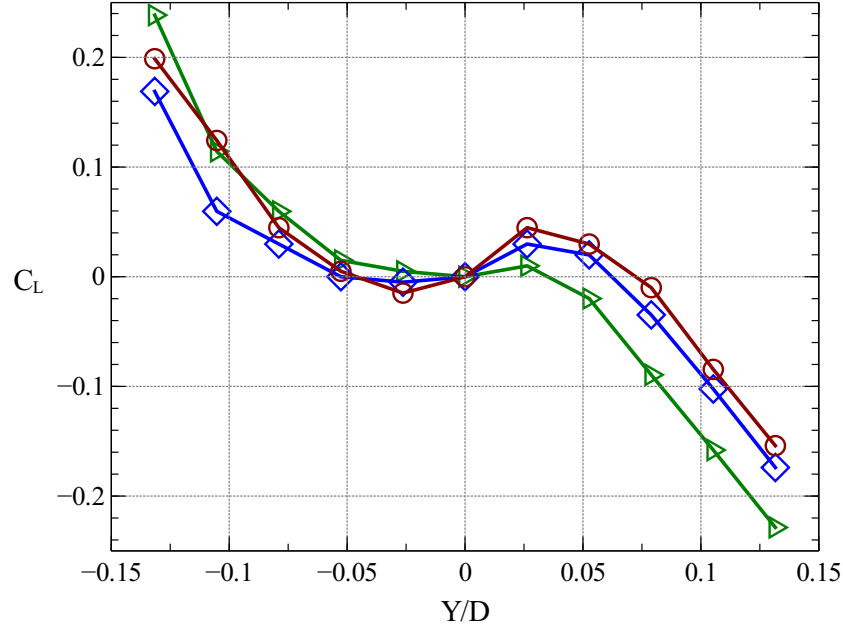


Figure 4.7 Variation of the derivative of the lift coefficient $C_{L,Y/D}$ for 5% void fraction at Reynolds number $Re_\infty = 2.8 \times 10^4$. \circ , \square , \triangleright three different measurements at the same conditions.

in Fig. 4.6, suggesting that there will be no fluidelastic instability for this void fraction (at least based on the quasi-steady model). As a matter of fact, the quasi-steady model can only predict fluidelastic instability for a single flexible tube in a rigid tube array via the damping controlled mechanism. For a damping controlled instability to occur, the fluid negative damping which is proportional to $C_{L,Y/D}$ should be large enough to overcome the structural damping and the flow dependent positive damping. As a consequence, there is no instability if $C_{L,Y/D}$ is small (close to zero).

A closer look at the variation of the lift coefficient with respect to the dimensionless displacement in the lift direction is presented in Fig. 4.7. Three different measurements were conducted at the same flow velocity. From Fig. 4.7, it can be seen that the fluid force varies as in water flow (positive slope) in the vicinity of the zero position, but beyond $0.05D$, it behaves as in two-phase flow (negative slope). This may come from the non-uniform void distribution in the tube array at this void fraction. A visual observation shows that the gas phase on the one hand is more prevalent in the middle of the flow path between tube columns, while the liquid phase on the other hand is more concentrated near the tube. This observation is in qualitative agreement with detailed flow measurements conducted by Pettigrew *et al.* (2005).

The data of Fig. 4.7 suggest that for a flexible tube, the fluidelastic forces will be the same as in liquid flow when the turbulence induced vibrations are limited to below $\pm 5\%D$. Beyond that, the tube will behave as in two-phase flow and it should be subjected mainly to the fluidelastic forces induced by the two-phase flow. A stability test was performed at this void fraction and the results will be discussed in part II of the paper (Sawadogo & Mureithi, 2013b).

4.5 Estimation of the Time Lag from the Measured Fluid Force Coefficients

The time lag is an important parameter for modeling fluidelastic instability in general, and, the damping controlled mechanism in particular. In fact, for the case of a single flexible tube in an otherwise rigid tube array, where fluidelastic instability is induced by the damping controlled mechanism, a time lag between the tube motion and the fluid forces has to be assumed, either explicitly or implicitly, in order to predict the critical velocity for fluidelastic instability, no matter which theoretical model is considered. Yet, the physical phenomenon behind this time lag is still subject to many possible explanations. In the channel flow model (Lever & Weaver, 1982, 1986a), the flow around the moving cylinder is divided into two channel-flows and a time lag is assumed between the cylinder motion and the perturbation at the dividing streamlines of the channel-flows on either side of the cylinder. This time lag is explained as the time taken by the flow to readjust itself to the changing position of the cylinder due to the fluid inertia.

In the quasi-steady model (Price & Païdoussis, 1982, 1983, 1984), a time delay is also assumed between the cylinder displacement and the fluid forces generated by the displacement. This time delay is considered to derive from the retardation of the flow approaching the oscillating cylinder (Price & Païdoussis, 1984). Païdoussis & Price (1988) suggested in addition that it may be caused by the delay in the viscous wake adjusting itself continuously to the boundary condition of the moving cylinder.

Finally, Granger & Païdoussis (1996) proposed an improvement of the quasi-steady model under the name of “quasi-unsteady model” in which the time delay was explained as the time necessary for the reorganization of the flow following the convection-diffusion of the vorticity generated by the cylinder motion. Instead of a finite time delay, they suggested a continuously changing time delay tending toward zero as the time (non-dimensionalized by the convection time) tends toward infinity. The dimensionless time delay is therefore modeled in terms of exponentially decaying functions of the dimensionless time. However, some empirical parameters needed for this expression of the time delay have to be deduced from the damping ratio and the cylinder vibration

frequency measured in flow. Hence this time delay model relies on empirical parameters and the time lag cannot be directly quantified.

The time delay under the assumption of the quasi-steady model was measured in air flow by [Mahon & Meskell \(2010\)](#) by integrating the pressure field around the moving cylinder. Due to the high turbulence generated by the interaction of the two components of the mixture in two-phase flow, it is unlikely that the integration of the pressure field could yield well defined fluid forces from which the time delay can be extracted. For this reason, it is proposed in this work to extract the time delay from the experimentally measured fluid forces.

Now, the reader may wonder understandably: why use the more accurate unsteady fluid forces model to get parameters for the “less accurate” quasi-steady model? The reason to do this is partly explained in the introduction. There seems to be weak coupling between the fluid forces acting on a tube and the motion of the surrounding tubes in two-phase flow ([Mureithi *et al.*, 2002](#)). This makes it difficult to perform stability analysis on multiple flexible tubes. The quasi-steady model can overcome this difficulty since it is much easier to measure steady forces. The other reasons are the following: i) knowing the time delay sheds light on the physics of fluidelastic instability and ii) if a basic correlation for the time delay is found, it needs only be determined once.

The method used to extract the time delay may be explained as follows. Considering a single flexible tube in a rotated triangular tube array, the quasi-steady fluid forces without the added mass may be expressed as ([Païdoussis & Price, 1988](#)):

$$F = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 D \left[e^{-i\omega\tau} (DC_{L,Y/D}) - \frac{C_{D_0}}{U_P} i\omega \right] y_0 e^{i\omega t}, \quad (4.7)$$

where C_{D_0} is the steady drag coefficient, ω the tube vibration angular frequency, $C_{L,Y/D}$ the derivative of the lift coefficient with respect to the dimensionless quasi-static displacement in the lift direction and U_P the pitch velocity ($U_P/U_\infty = P/(P-D)$). It should be noted that due to symmetry in the tube array, the steady lift coefficient vanishes ($C_{L_0} = 0$). It is also worth mentioning that the pitch velocity is used instead of the reference gap velocity as the former takes into account the wake region in a rotated triangular tube array. In Eq. (4.7), the term C_{D_0}/U_P represents the flow dependent positive damping introduced by the angle between the tube motion and the apparent flow direction. The quasi-steady model applied to a single flexible cylinder is based on the following assumptions:

- The cylinder is subjected to small displacements: $y_0/D \ll 1$.
- The velocity of the cylinder is small compared to the velocity of the flow, implying that

$\omega y_0 \ll U_P$. This condition is met when $U_P/fD \gg 1$.

- There is a time delay τ between the cylinder motion and the fluid forces.

Equating the unsteady fluid force expression from Eq. (4.4), after removal of both the tube and the fluid inertia terms, to the quasi-steady fluid force expression given by Eq. (4.7) yields the following expression:

$$e^{-i\omega\tau} = i \frac{\omega D}{C_{L,Y/D}} \left[\frac{C_{D_0}}{U_P} + \frac{\tilde{C}_{da}}{U_\infty} \right] + \frac{\tilde{C}_s}{C_{L,Y/D}} \quad (4.8)$$

The left hand side of Eq. (4.8) is the polar form of the complex number represented by the right hand side. Equation (4.8) expresses the relation between the quasi-static fluid force coefficients (coupled with a time delay) and the unsteady fluid force coefficients. Logically, one may be deduced from the other. Let z be the complex number expressed in Eq. (4.8), the time delay may be extracted by: i) equating the real parts of the two sides of Eq. (4.8), ii) equating the imaginary parts of the two sides of Eq. (4.8) and, iii) using the relation $\arg(z) = (-i\omega\tau) = \arctan(\Im(z)/\Re(z))$, where $\arg(z)$, $\Im(z)$, and $\Re(z)$ are the argument, the imaginary part and the real part of the complex number z , respectively.

The methods i) and iii) involve the use of the unsteady fluid stiffness coefficient \tilde{C}_s which cannot be estimated accurately. As shown in Eq. (4.4), the fluid stiffness component is in phase with the fluid inertia term. Moreover, the order of magnitude of the fluid inertia term which is $\omega^2 \tilde{C}_{ma}$ where \tilde{C}_{ma} is the added mass coefficient, is generally higher than that for the stiffness term (\tilde{C}_s). Hence, any uncertainty in the estimation of the fluid added mass coefficient is multiplied by ω^2 and strongly affects the accuracy of the stiffness term. This is particularly the case for high frequencies (low values of U/fD) where ω^2 is large.

It should also be remarked that in two-phase flow, the added inertia is usually estimated by exciting the tube at high frequencies and low flow velocities, conditions for which the fluidelastic stiffness force is considered negligible. Because the void fraction cannot be estimated accurately (whichever void fraction model is used) and consequently cannot be kept exactly constant when increasing the flow velocity, the added inertia is never exactly the same as that estimated at low flow velocities. Furthermore, the distribution of the void fraction in the tube array may change with the flow velocity, affecting the local void fraction around the tube and hence the added mass. So, the effect previously mentioned is amplified in two-phase flow. In air flow, however, the fluid added inertia is negligible, so since the structural mass can be determined accurately, the fluid stiffness can also be estimated with good accuracy.

Due to the reasons outlined above, any formula involving the fluid stiffness coefficient in two-phase flow cannot be used for lack of accuracy. Method ii) on the other hand can be used because the damping component can be estimated with good enough accuracy. In this work, the damping component extracted from the imaginary part of the transfer function is used along with the quasi-static fluid force coefficients to estimate the time delay. Equating the imaginary parts on both sides of Eq. (4.8) gives:

$$-\sin(\omega\tau) = \frac{\omega D}{C_{L,Y/D}} \left[\frac{C_{D_0}}{U_P} + \frac{\tilde{C}_{da}}{U_\infty} \right]. \quad (4.9)$$

From Eq. (4.9), the time delay may be extracted as:

$$\tau = -\sin^{-1} \left(\frac{\omega D}{C_{L,Y/D}} \left[\frac{C_{D_0}}{U_P} + \frac{\tilde{C}_{da}}{U_\infty} \right] \right) / \omega. \quad (4.10)$$

Equation (4.10) is only valid if the right hand side of Eq. (4.9) lies between -1 and 1. The satisfaction of this condition can indicate whether the experimental data are reliable or not. In addition, the assumptions of the quasi-steady model should also be met. Meaning that the reduced velocity should be high enough ($U/fD \gg 1$). This can be achieved either by increasing the flow velocity or decreasing the excitation frequency. Given the range of flow velocities that the current experimental setup could reach, the frequency had to be low enough to meet the previous condition and high enough for satisfactory accuracy of the data. A compromise was found in the range of 8 Hz to 9.5 Hz depending on the void fraction. Since the water flow rate that could be provided by the pump was also limited, this condition could not be satisfied for void fraction lower than 60%. Thus, the extraction of the time delay was done for 60% to 90% homogeneous void fraction.

The dimensionless damping coefficient \tilde{C}_{da} was extracted from the unsteady fluid force in the lift direction presented in Fig. 4.3 using Eq. (4.5a). The quasi-static fluid force coefficient derivative $C_{L,Y/D}$ (also presented in Fig. 4.6) and the steady drag coefficient used to estimate the time delay from Eqs. (4.9-4.10) are presented in Table 4.1 for a range of void fractions.

Table 4.1 Steady drag coefficient (C_{D_0}) and derivative of the lift coefficient ($C_{L,Y/D}$) measured at $Re_\infty = 2.8 \times 10^4$ for $\beta = 0\% - 80\%$ and $Re_\infty = 1.8 \times 10^4$ for $\beta = 90\%$.

β	0%	10%	20%	30%	40%	50%	60%	70%	80%	90%
C_{D_0}	3.2	3.9	4.2	4.3	4.3	4.4	4.4	4.4	4.2	3.6
$C_{L,Y/D}$	5.0	-2	-2.3	-4.8	-6.5	-8.7	-9.5	-10.0	-10.0	-5.0

Figure 4.8 shows the extracted time delay (τ) for various void fractions and excitation frequencies. In Fig. 4.8(a-d) the time delay is plotted against the pitch velocity U_P while Fig. 4.8(e-h) shows the time delay as a function of the convection time (D/U_P). The time delay follows a clear trend although scatter appears in the data for 90% void fraction. This may probably be attributed to flow regime effects. It can be seen in Fig. 4.8(a-d) that the time delay decreases with the flow pitch velocity while it increases linearly with the convection time as shown in Fig. 4.8(e-h).

It is assumed in this work, as in Price & Païdoussis (1984) and Mahon & Meskell (2010), that the time delay tends toward zero as the convection time tends toward zero, or equivalently when the convection speed tends toward infinity. Thus, a linear curve was fitted to the averaged data of τ as a function of D/U_P and it was considered that the value of τ at zero convection time is due to a residual time delay generated by the electronic devices and the measurement system. The data presented in this work are all corrected, i.e the residual time delay was subtracted.

The linear behavior of τ as a function of D/U_P is in agreement with the time delay model suggested by Price & Païdoussis (1984): $\tau = \mu D/U_P$. The effect of the tube vibration frequency on the time delay is relatively small, at least for this range of excitation frequency. Hence it can be neglected as a first approximation. The data for 90% void fraction are scattered but this is due to a possible intermittent flow regime associated with high void fraction (Noghrehkar *et al.*, 1999). It is acknowledged, however, that further work is needed to assess the question of the frequency effect over a wide range of excitation frequencies.

Fig. 4.9 plots the dimensionless time delay against two different dimensionless numbers. In Fig. 4.9(a-d), the time delay is multiplied by the tube excitation frequency f and plotted against the reduced velocity, while in Fig. 4.9(e-h), the time delay is divided by the convection time and plotted against the Reynolds number Re_P (based on the pitch velocity). The data in Fig. 4.9(e-f) collapse onto a single curve for each void fraction. The constant μ which is the time delay parameter is presented in Fig. 4.10 as a function of the void fraction.

It was found that $\mu = 1.7$ for 60% void fraction, $\mu = 1.3$ for 70%, $\mu = 1.2$ for 80% void fraction and $\mu = 2.7$ for 90% void fraction. Fig. 4.10 also shows that the time delay parameter μ appears to be almost constant between 70% and 80% void fraction. This is not surprising since it was observed in Fig. 4.4 that the void fraction had little effect on the unsteady fluid force phase Φ_F for this range of void fractions and for the order of frequency considered (8 Hz). The derivative of the lift coefficient $C_{L,Y/D}$ is also constant between 70% and 80% void fraction as seen in Fig. 4.6. The foregoing are the parameters used to estimate the time delay. The time delay is of the same order

of magnitude as suggested by Price & Païdoussis (1984): $\mu = O(1)$, however, it is greater than 1.

A time delay parameter greater than 1 means that the time retardation is greater than the convection time based on the pitch velocity (D/U_p). This means that the velocity of propagation of flow perturbations around the tube is lower than the fluid pitch velocity. This is not surprising since the time delay is considered by Price & Païdoussis (1984) to be caused by the retardation of the flow approaching the moving tube. This may also be explained by an effect of the array configuration. For a rotated triangular tube array, the “mean” velocity of the flow around the tube might well be lower than the pitch velocity. Furthermore, Khalifa *et al.* (2011) reported that for a rotated triangular tube array subjected to air flow, the propagation velocity of flow perturbations is less than $0.5U_p$.

The measured time delay will be used in the calculations of critical velocities for fluidelastic instability using the quasi-steady model in the second part of the paper.

4.6 Conclusions

Unsteady and quasi-static fluid forces acting on a tube in a rotated triangular tube array of $P/D = 1.5$ subjected to two-phase flow were measured in this study. It was found that the unsteady fluid force in the lift direction is a single valued function of the reduced velocity (U/fD). This result differs from the report of Mureithi *et al.* (2002) for an in-line tube array subjected to pressurized steam-water flow. The difference may be attributed to the array geometry, to the difference in the components of the two-phase mixture (air-water vs. steam-water) and finally, to the pressure and the temperature. It was also observed that the void fraction had little effect on the unsteady fluid force from 40% to 80%. However data for 90% void fraction diverge from the overall trend. This may be explained by an occurrence of intermittent flow for this high void fraction.

The quasi-static forces were measured at a fixed Reynolds number for void fraction ranging from 0% to 80%. It was found that the lift coefficient derivative goes from a positive value in liquid flow to negative values in two-phase flow. A change in the sign of this derivative was found near 5% void fraction, challenging the ability of the quasi-steady model to predict fluidelastic instability in this case. A closer look at the variation of the lift coefficient with the quasi-static displacement in the lift direction showed that the tube behaves as in liquid flow when it is close to the equilibrium position and, as in two-phase flow when it is far from this position.

Finally, the time delay inherent to the quasi-steady model was extracted from the unsteady and the quasi-static fluid force coefficients for 60% to 90% void fraction. The time delay was found

to behave as suggested by [Price & Païdoussis \(1984\)](#): $\tau = \mu D/U$. The time lag parameter μ was also found to be of the same order of magnitude as that suggested by [Price & Païdoussis \(1984\)](#). Its value was $\mu = 1.7$ for 60% void fraction, $\mu = 1.3$ for 70%, $\mu = 1.2$ for 80% void fraction and $\mu = 2.7$ for 90% void fraction. These values will be used in the second part of the paper for stability analysis using the quasi-steady model.

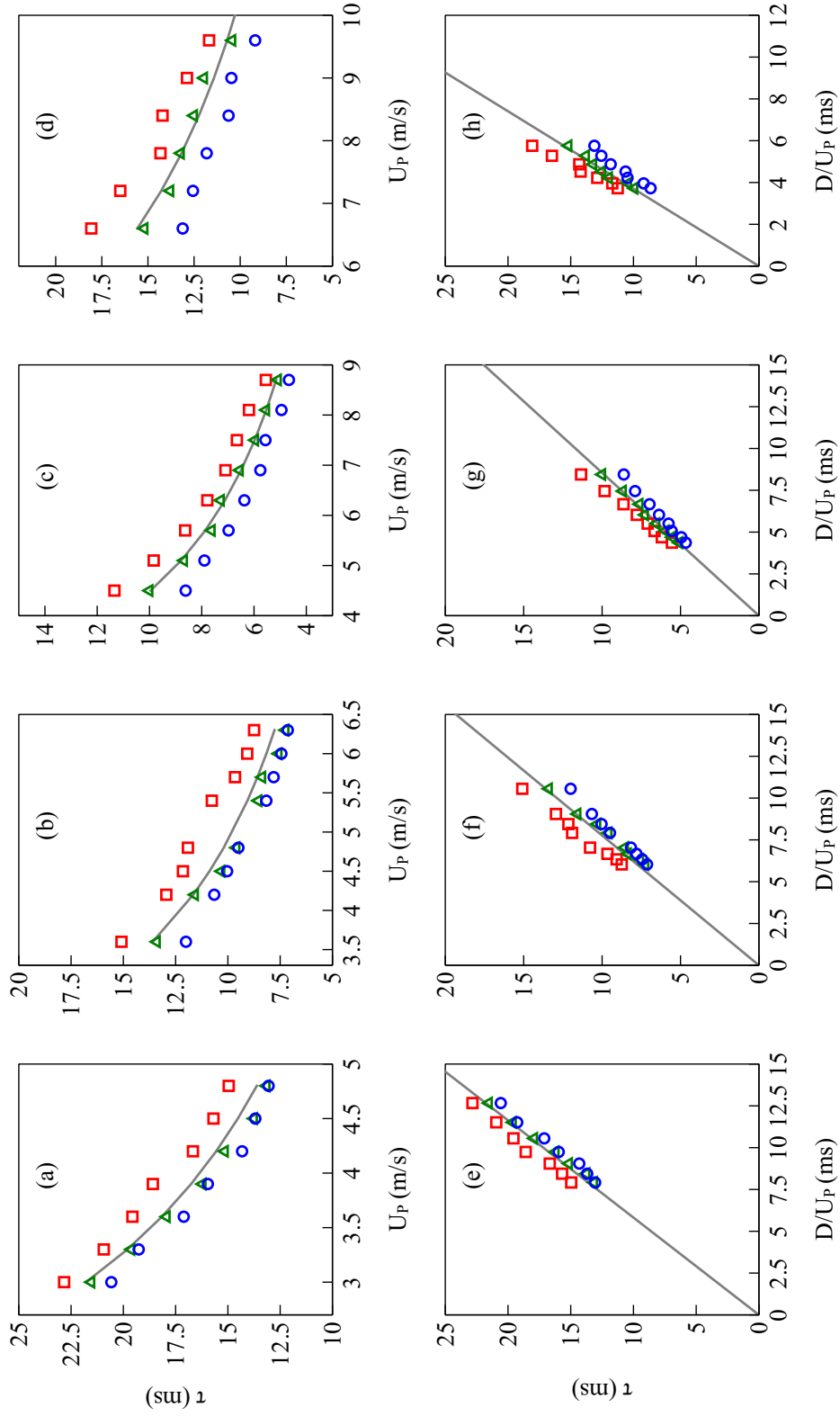


Figure 4.8 Extracted time delay for various void fraction: (a,e) 60% void fraction, (b,f) 70% void fraction, (c,g) 80% void fraction, (d,h) 90% void fraction; \circ 8 Hz, \square 9.5 Hz, — best fit line. $\mu = 1.7$ for 60% void fraction, $\mu = 1.3$ for 70%, $\mu = 1.2$ for 80% void fraction and $\mu = 2.7$ for 90% void fraction.

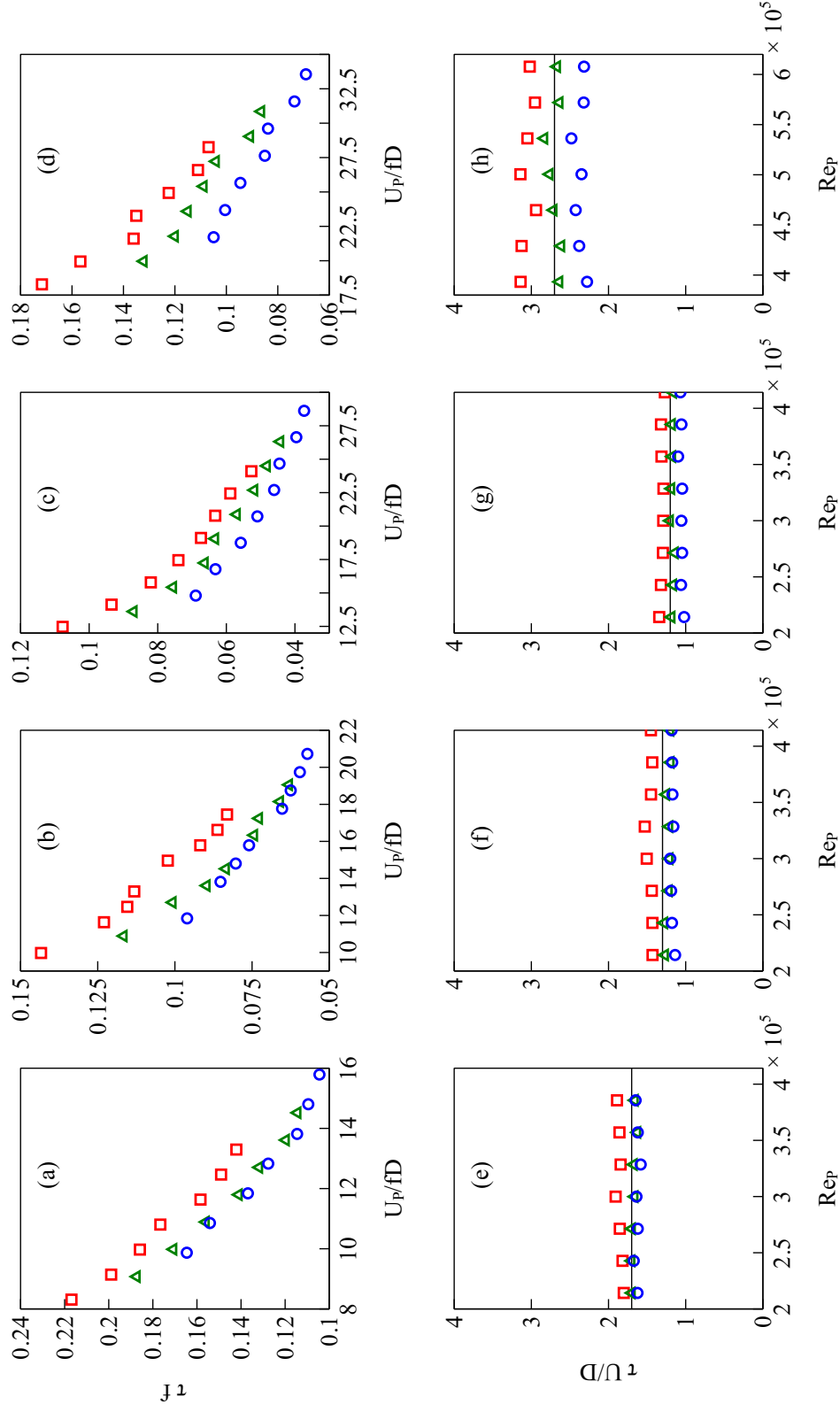


Figure 4.9 Dimensionless time delay for various void fraction: (a,e) 60% void fraction, (b,f) 70% void fraction, (c,g) 80% void fraction, (d,h) 90% void fraction; \circ 8 Hz, \square 9.5 Hz, \triangle 8.7 Hz, — best fit line. $\mu = 1.7$ for 60% void fraction, $\mu = 1.3$ for 70%, $\mu = 1.2$ for 80% void fraction and $\mu = 2.7$ for 90% void fraction.

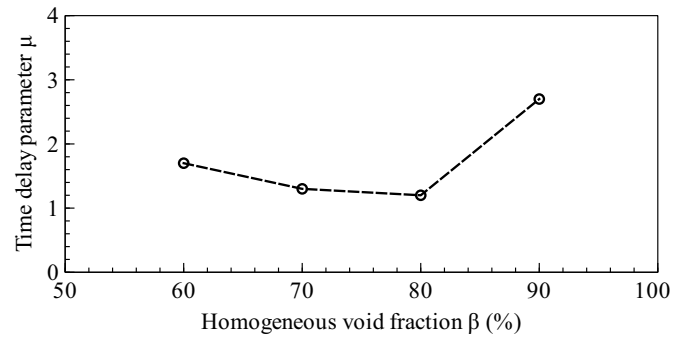


Figure 4.10 Variation of the time delay parameter μ with the void fraction

CHAPITRE 5

FLUIDELASTIC INSTABILITY STUDY IN A ROTATED TRIANGULAR TUBE ARRAY SUBJECT TO TWO-PHASE CROSS-FLOW. PART II : EXPERIMENTAL TESTS AND COMPARISON WITH THEORETICAL RESULTS

This article has been submitted to “Journal of Fluids and Structure”.

Abstract

The extension of the existing theoretical models for fluidelastic instability to two-phase flow is investigated in this paper. Experiments were conducted on a single flexible tube in a rotated triangular tube array subjected to air-water flow. The flow independent damping, the added mass and the critical velocity for fluidelastic instability were measured. A new formulation of the added mass as a function of the void fraction is proposed. This formulation takes into consideration the reduction of the effective void fraction around the tubes in a rotated triangular tube array and yields better agreement with the experimental data compared to previous formulations. The quasi-steady and the unsteady models were also used to compute the critical velocity for fluidelastic instability. The results of the unsteady model were in quite good agreement with the experimental data and subsequently were used to assess the validity of the quasi-steady model.

It was found that the quasi-steady model gives good predictions of the critical velocity for high void fractions. The use of the time delay parameter, experimentally determined in the first part of this paper, was found to significantly improve the results, especially for high void fractions. However, the limitation of the current setup did not allow measurements at high values of U/fD for low void fractions. Nevertheless, this study confirms the order of magnitude of the time delay parameter suggested by [Price & Paidoussis \(1984\)](#) and validates the quasi-steady model for high void fractions.

5.1 Introduction

Tube bundles in many industrial components such as steam generators and heat exchangers are subjected to several types of flow induced excitations: turbulence buffeting, vortex shedding,

quasi-periodic and fluidelastic forces. When the flow reaches a certain critical velocity, the fluidelastic forces may result in fluidelastic instability, generating excessive vibrations that can lead to the tube damage by fatigue or fretting wear. Hence fluidelastic instability is considered to be the most critical flow induced excitation mechanism and consequently has attracted a great effort of investigation by researchers. Many theories and semi-empirical formulations such as the jet-switch model (Roberts, 1962, 1966), the quasi-static model (Connors, 1970), the quasi-steady model (Price & Paidoussis, 1982, 1983, 1984), the unsteady model (Tanaka & Takahara, 1980, 1981; Chen, 1983a,b) and the semi-analytical flow channel model (Lever & Weaver, 1982, 1986a) were developed by researchers to model fluidelastic instability.

However, most of this theoretical work was done for single phase flow whereas more than half of heat exchangers operate in two-phase flow (Pettigrew & Taylor, 1994). The first experimental study on fluidelastic instability induced by two-phase cross-flow was conducted by Pettigrew & Gorman (1973), followed by Heilker & Vincent (1981) and Remy (1982). Later, Axisa *et al.* (1984, 1985) performed a comparative study of steam-water and air-water cross-flow induced fluidelastic instability in a normal square tube array of $P/D = 1.44$. They found the difference to be small and conducted afterward stability tests in normal and rotated triangular tube arrays of $P/D = 1.44$ subjected to air-water flow. Nakamura *et al.* (1986a,b, 1992) also carried out stability tests in a square tube array of pitch-to-diameter ratio $P/D = 1.42$ subjected to air-water and steam-water flow.

Pettigrew *et al.* (1989a,b) conducted a comprehensive experimental study of fluidelastic instability induced by two-phase cross-flow in three different tube arrays: normal triangular tube arrays of $P/D = 1.47$ and $P/D = 1.32$, a rotated triangular tube array of $P/D = 1.47$ and a normal square tube array of $P/D = 1.47$. They compared their results with those of the previous mentioned authors to the results of the Connors model and found good agreement for low mass-damping parameter with a Connors constant $K = 4.0$. For high mass-damping parameter (high void fractions), the agreement was not good as the Connors model was unable to reproduce the trend of the experimental data. Pettigrew *et al.* (1989a) also proposed a semi-empirical formulation for the added mass as a function of the homogeneous void fraction. The agreement between theory and experiments was acceptable for normal square and normal triangular tube arrays but not as good for the rotated triangular tube array. For the latter array, the formula was found to underestimate the added mass by a large factor, especially for high void fractions.

Pettigrew *et al.* (2001) later studied the effect of tube bundle geometry on the vibration behavior

of a single flexible and multiple flexible tubes. They found the critical velocity for confined tube bundles (lower P/D) to be much lower. [Pettigrew *et al.* \(1995, 2002\)](#) and [Pettigrew & Taylor \(2009\)](#) also investigated the effect of changing the two-phase mixture from air-water to vapor-liquid Freon-14, Freon-134a and Freon-22 flows. They found the critical velocity of Freon-22 to be dramatically lower than expected for void fractions greater than 65%. This was attributed to the change in flow regime from homogeneous to intermittent flow.

As part of pure experimental studies, [Feenstra *et al.* \(1995, 2003\)](#) carried out experimental measurements of the critical velocity for fluidelastic instability in a rotated triangular and normal square arrays subjected to two-phase Freon-11 flow. They found little dependence of the reduced critical velocity on the mass damping parameter for high void fractions. [Violette *et al.* \(2006\)](#) investigated fluidelastic instability induced by two-phase air-water flow in the flow direction and found the critical velocity for this direction to be much higher than for the lift direction. [Chu *et al.* \(2009, 2011\)](#) also performed vibration tests in a U-bend test section of a rotated square tube bundle of $P/D = 1.63$ subjected to two-phase air-water flow. They measured the added mass, the damping and the critical velocity for fluidelastic instability. The Connors constant for fluidelastic instability was found to be in the range 6.5 to 10.5.

It is apparent that all studies previously cited are experimental studies that cannot be easily generalized to systematic fluidelastic instability predictions. The objective of the present study is to investigate the extension of the available theoretical models to two-phase flow. The semi-analytical flow channel model ([Lever & Weaver, 1982, 1986a](#)) based on channel flow assumption seems more adapted to single phase flow rather than two-phase flow as the flow properties distribution might not be uniform across the inter-column region. The quasi-steady and the unsteady models on the other hand are relevant to two-phase flow. [Mureithi *et al.* \(2002\)](#) and [Hirota *et al.* \(2002\)](#) performed experimental measurements of the unsteady fluid forces in a square tube array subjected to two-phase steam-water flow and used the forces in a theoretical computation of the critical velocity. They found, however, weak coherence for the inter-tube coupling forces, making it difficult to perform fluidelastic instability analysis for multiple flexible tubes. This issue may be overcome with the quasi-steady model. Recently, [Shahriary *et al.* \(2007\)](#) reported experimental measurements of quasi-static fluid forces in two-phase air-water flow. Their forces were also used in theoretical computations of critical velocities using the quasi-steady model.

Recently, the authors ([Sawadogo & Mureithi, 2012](#)) performed a comprehensive flow induced

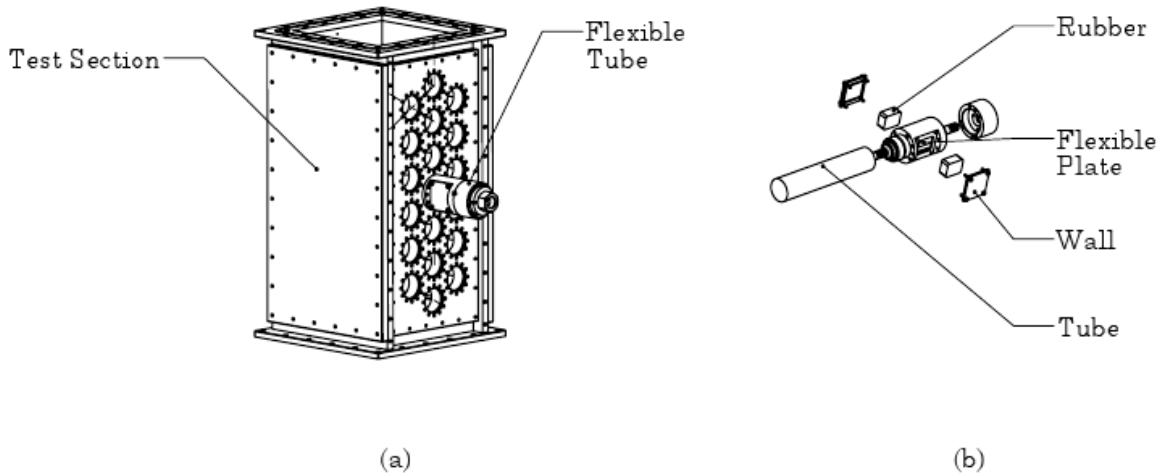


Figure 5.1 Flexible tube and test section: (a) Rubber damping system, (b) Flexible tube mounted on test section

vibration analysis of a steam generator U-tube subjected to two-phase flow. The coefficients reported by [Shahriary *et al.* \(2007\)](#) were used in a numerical simulation of a U-tube subjected to turbulence and fluidelastic forces, modeled with the quasi-steady model with the classical time delay parameter ($\mu = 1$) suggested by [Price & Païdoussis \(1984\)](#). It was, however, acknowledged that further work was needed to validate the theoretical model in two-phase flow over a wide range of the mass-damping parameter. In the first part of this paper ([Sawadogo & Mureithi, 2013a](#)), the unsteady and the quasi-static fluid force coefficients were measured in two-phase flow and the time lag parameter was extracted. In this second part, these parameters are used to compute critical velocities for fluidelastic instability for various void fractions. Experimental stability tests are also performed to provide the database necessary to assess the validity of the theoretical models. A viscoelastic damping system was designed to increase the structural damping and consequently vary the mass damping parameter. Added mass and damping were also measured as they are important parameters of the theoretical models. In addition, a new formulation for the added mass in a rotated triangular tube array is proposed. The new formulation more effectively takes into consideration the reduction of the effective void fraction due to the concentration of the liquid phase around the tubes in this tube array.

5.2 Experimental Tests

5.2.1 Experimental Setup

The same test section and flow loop as presented in the first part of this paper (Sawadogo & Mureithi, 2013a) are used to perform the following experiments. The test apparatus includes a rotated triangular tube array of $P/D = 1.5$, a compressed air source and a water flow loop powered by a centrifugal pump. A comprehensive description of the test section is presented in the first part of this paper. In the present case, a fixed-free tube is used as a central tube as shown in Fig. 5.1(a). The tube is flexible only in the lift direction as the purpose of the experiments is to study fluidelastic instability in this direction. This single direction flexibility is obtained by mounting the tube on a plate whose stiffness in the drag direction is ten times its stiffness in the lift direction. Viscoelastic damping rubber is placed between the flexible plate and the wall as shown in Fig. 5.1(b). All other tubes are rigidly fixed at both ends. The dimensions of the rubber damper are changed to vary its damping characteristics.

The whole assembly is mounted in the test section within the array as shown in Fig. 5.1(a). Strain gages mounted on the flexible plate are calibrated to measure the displacement at the free end of the central tube. Changing the dimensions of the rubber changes also the tube natural frequency but this variation was relatively small and does not affect the purpose of the experiment which is to vary the mass damping parameter. The tube natural frequencies and damping ratios are presented in Table 5.1.

For each flow condition, the tube displacement at the free end was acquired using Labview via a National Instrument data acquisition card. Data were acquired during 16 s at a sampling rate of 500 samples per second and averaged 15 to 30 times depending on the magnitude of the vibration compared to the noise. The sampling rate allowed a frequency resolution of 0.0625 Hz. The two-phase flow properties were determined using the homogeneous model.

Case	Frequency (Hz)	Damping ratio (%)
No rubber	13.8	0.3
Rubber 1	14.8	1.6
Rubber 2	15.6	2.2

Table 5.1 Tube frequency and damping ratio obtained by varying the rubber dimensions.

5.2.2 Damping

The flow independent damping is inherent to both the quasi-steady and the unsteady models. Therefore, only the structural damping is needed as a damping input to these models. However, it is a common practice to include the flow independent damping in the mass damping parameter when presenting the instability results. For this reason, its measurement is useful. The tube damping in flow and its frequency at instability were estimated using its response spectrum, approximated by the frequency response of a single degree-of-freedom system given by:

$$|H(\omega)| = \frac{1}{\left[\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_n} \right)^2 \right) + \left(2\zeta \frac{\omega}{\omega_n} \right)^2 \right]^{1/2}}, \quad (5.1)$$

where ω_n is the tube angular natural frequency in flow and ζ the logarithmic decrement of its damping.

The damping and frequency are estimated using a least square curve fitting technique. The curve given by Eq. (5.1) is fitted to the experimental data; then, the damping ratio and the frequency are extracted. The damping ratio may also be estimated using the quality factor. The damping estimated using the two methods was found to be in quite good agreement. The damping was measured at relatively low flow velocities (typically around 30% of the critical velocity for fluidelastic instability) and the structural damping was subtracted. Thus, the damping presented here represents the flow independent damping. It was measured at three different but close velocities and averaged as its value was found to be nearly constant.

The variation of the measured damping with the void fraction is presented in Fig 5.2. The damping increases approximately linearly with the void fraction up to a maximum of 3.6% at 70% void fraction and then decreases once again approximately linearly. Pettigrew *et al.* (1989a) have found the same trend for the damping in a rotated triangular array of $P/D = 1.47$. In axial internal flow, the maximum damping was found to be between 30% and 40% void fraction for low flow velocities (Gravelle *et al.*, 2007).

5.2.3 Added Mass

The added mass was estimated for various void fractions since it is an important parameter for both the quasi-steady and the unsteady models. Two different methods were used to estimate the added mass. Firstly, the added mass was extracted from the unsteady fluid forces [see part I

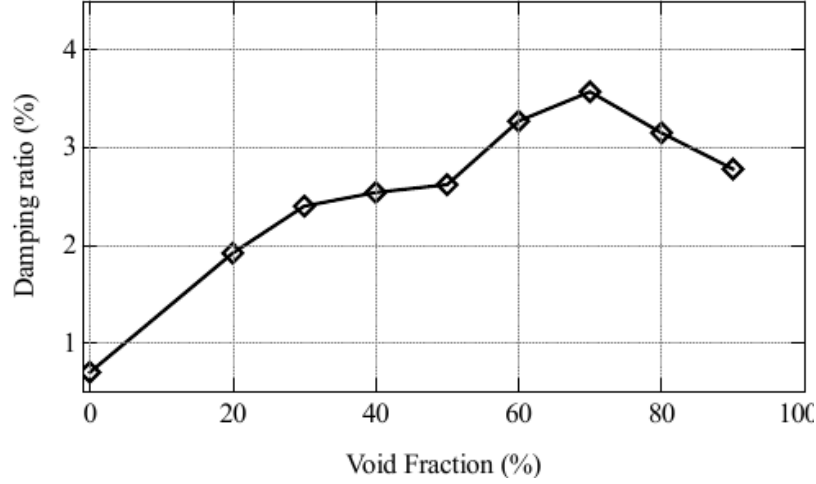


Figure 5.2 Flow independent damping vs. void fraction.

of the paper (Sawadogo & Mureithi, 2013a)] measured at low flow velocities and high excitation frequencies, conditions for which the fluidelastic forces are deemed negligible. Secondly, the added mass was estimated at relatively low flow velocities from the variation of the tube natural frequency in flow: $m_f = m_t[(f_0/f_r)^2 - 1]$, where m_t and m_f are the tube mass per unit length and the added mass per unit length, respectively; f_0 and f_r are the tube vibration frequency in air and in flow, respectively.

The measured added mass is presented in Fig. 5.3 along with the added mass suggested by Pettigrew *et al.* (1989a). In the expression suggested by Pettigrew *et al.* (1989a), the added mass varies linearly with the flow density and consequently the void fraction, as the mass density of the air phase is negligible compared to the water mass density:

$$m_f = \frac{\pi}{4} \rho_h D^2 \left[\frac{(D_e/D)^2 + 1}{(D_e/D)^2 - 1} \right] \quad (5.2)$$

where ρ_h is the fluid homogeneous density given by $\rho_h = \beta \rho_g + (1 - \beta) \rho_L$, β the homogeneous void fraction and D the tube diameter. D_e/D is a confinement parameter given by:

$$\begin{aligned} D_e/D &= (0.96 + 0.5P/D)P/D, & \text{for a tube inside a triangular tube bundle;} \\ D_e/D &= (1.07 + 0.56P/D)P/D, & \text{for a tube inside a square tube bundle.} \end{aligned} \quad (5.3)$$

The agreement was found to be good for normal square and normal triangular tube arrays. However, this formula underestimates the added mass by a large margin for a rotated triangular

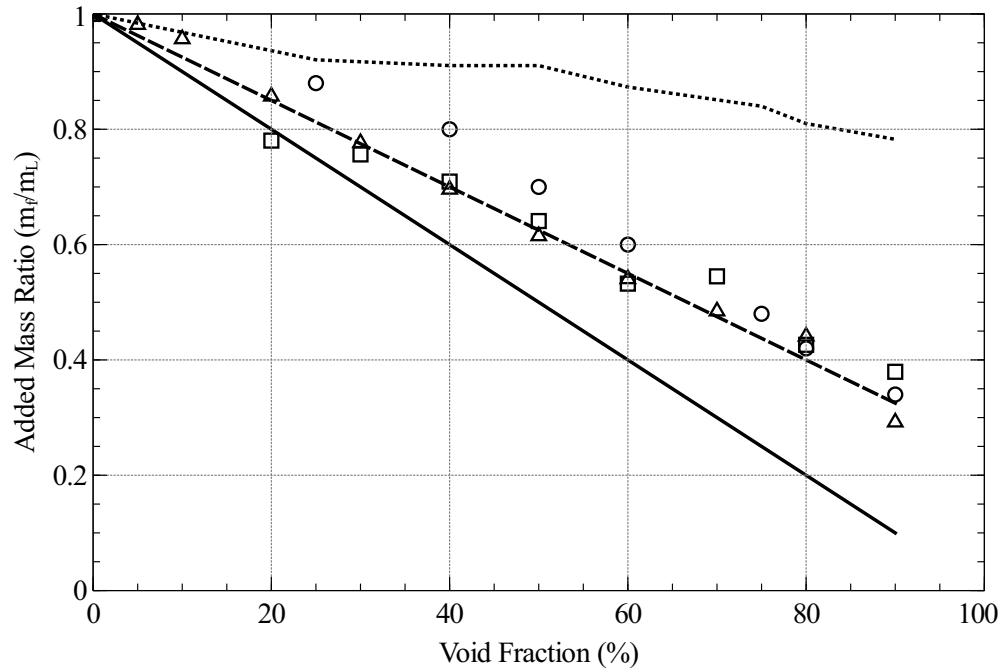


Figure 5.3 Measured added mass and suggested formula for a rotated triangular tube array: m_f added mass in two-phase flow, m_L added mass in water. \square added mass measured using the variation of the tube frequency, \triangle added mass measured using the unsteady fluid lift force, \circ data from Pettigrew *et al.* (1989a), — Eq. (5.2) suggested by Pettigrew *et al.* (1989a) using the homogeneous model, \cdots Eq. (5.2) using the Dowlati *et al.* (1992) void fraction model, --- New proposed formula with $p = 0.75$.

tube array, especially for high void fractions, as seen in Fig. 5.3. This is due to the fact that in a rotated triangular tube array, the gas phase tends to flow in the middle of the inter-column area as its phase velocity is slightly higher whereas the liquid phase is more concentrated near the tubes. Pettigrew *et al.* (1989a) suggested that there is a liquid hold-up around the tubes, explaining the added mass larger than given by the homogeneous model.

It can also be argued that the actual void fraction is lower than that given by the homogeneous model. However, detailed flow measurements conducted by Pettigrew *et al.* (2005) confirmed that the void fraction distribution inside the tube array is non-uniform and that the void fraction is lower around the tubes and higher elsewhere. Nevertheless, an attempt was made to use the Dowlati *et al.* (1992) void fraction model instead of the homogeneous model but the results were found to be in poorer agreement with the experimental data as shown in Fig. 5.3. Furthermore, all existing void fraction models are dependent on many parameters such as the pitch-to-diameter ratio, the tube diameter, the tube array configuration, the flow patterns, etc. Therefore, the homogeneous model can be used as a reference model which can be converted into any other model. To account for this reduction of the effective void fraction, it is suggested to modify Eq. (5.2) as follows:

$$m_f = \frac{\pi}{4} [\rho_g \cdot p \cdot \beta + \rho_L (1 - p \cdot \beta)] D^2 \left[\frac{(D_e/D)^2 + 1}{(D_e/D)^2 - 1} \right] \quad (5.4)$$

where $p < 1$. It was found using a curve fitting technique that $p = 0.75$ gives the best fit to the experimental data as seen in Fig. 5.3. It should be noted that this formulation was obtained using data for a rotated triangular tube array. The effect of the pitch-to-diameter ratio is taken into account by the confinement parameter D_e/D given by Pettigrew *et al.* (1989a).

5.2.4 Fluidelastic Instability

In this experiment, the “structural” damping was varied by changing the dimensions of the rubber damper. Stability tests were conducted for various void fractions. For each stability test, the flow velocity was increased progressively and the RMS of the displacement at the free end of the tube was measured. The damping was also measured as a function of the flow velocity using the method outlined in Section 5.2.2. It was observed that the damping generally is constant at low flow velocities but at a certain velocity starts to decrease with the flow velocity as shown in Fig. 5.4. The RMS response on the other hand increases quasi linearly with the flow velocity up to a certain velocity and then increases abruptly. The critical velocity is defined as the point where the increase

in the RMS response starts to be drastic. The damping value becomes very small (theoretically zero or negative) at instability. In some cases where the instability is not well defined by the RMS response, the sudden decrease of the damping is used to detect the critical velocity. For instance, the critical velocity in Fig. 5.4 is 2.6 m/s.

A stability test was done for 5% void fraction where a change in the sign of the lift coefficient derivative was observed. As shown in Fig. 5.5, the tube was subjected to fluidelastic instability at $U_{P_c} = 1.1$ m/s. This value is close to the critical velocity of the same tube in water flow ($U_{P_c} = 1.0$ m/s). For comparison purpose, the critical velocity is $U_{P_c} = 1.5$ m/s for 20% void fraction. The implications of these results for the quasi-steady model will be discussed in Section 5.5. All experimental results will also be presented and compared to the theoretical results given by the quasi-steady, the unsteady and the Connors models.

5.3 Solution Procedure for the Unsteady Model

The unsteady model (Tanaka & Takahara, 1980, 1981; Chen, 1983a,b) is based on experimentally measured unsteady fluid forces. Following the study of Violette *et al.* (2006) showing that fluidelastic instability occurs first in the lift direction, it was decided to focus on modeling the tube vibration in this direction. Considering a single degree-of-freedom system, the equation of motion of the tube subjected to the unsteady fluid force in the lift direction may be written as:

$$m_t \ddot{y} + d_t \dot{y} + k_t y = -m_f \ddot{y} + d_f \dot{y} + k_f y \quad (5.5)$$

where m is the mass per unit length, d and k the damping and stiffness coefficients per unit length, respectively. The subscripts t and f denote the value of the physical quantity for the tube structure and the fluid, respectively. Eq. (5.5) may be rewritten as:

$$[m_t + m_f] \ddot{y} + [d_t - d_f] \dot{y} + [k_t - k_f] y = 0 \quad (5.6)$$

Finally, the equation of motion may be expressed in a simplified form as follows:

$$m \ddot{y} + d \dot{y} + k y = 0 \quad (5.7)$$

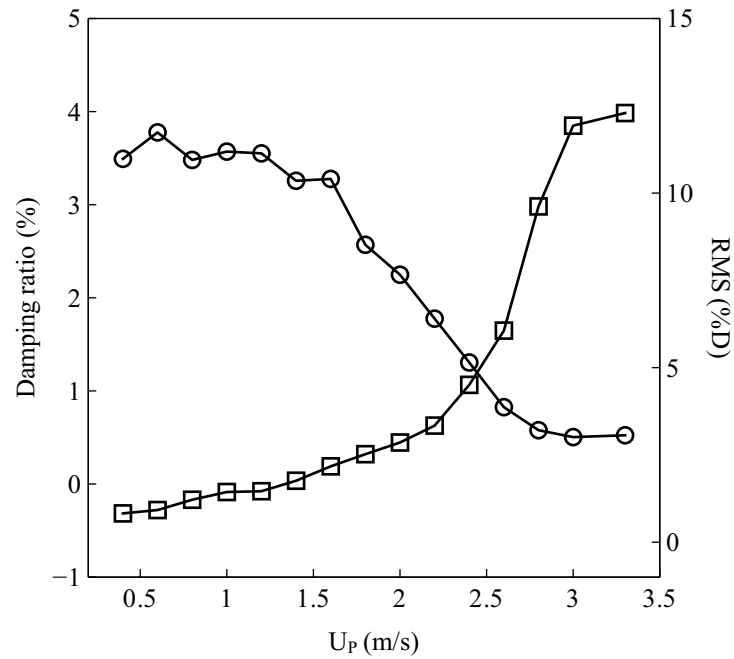


Figure 5.4 Typical stability tests: RMS response and damping ratio vs. pitch velocity for 60% void fraction. The ratio pitch velocity-to-upstream velocity is $U_P/U_\infty = P/(P-D)$. \circ Damping ratio, \square RMS in percentage of the tube diameter.

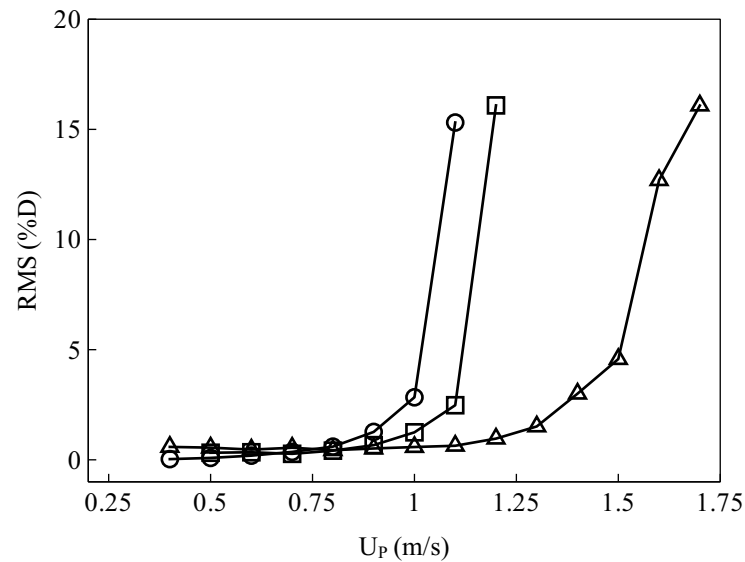


Figure 5.5 RMS response in percentage of the tube diameter vs. pitch velocity for various void fractions. \circ 0% void fraction, \square 5% void fraction, \triangle 20% void fraction.

where $m = m_t + m_f$, $d = d_t - d_f$ and $k = k_t - k_f$. In Eqs. (5.5)-(5.7),

$$\begin{aligned} d_f &= \Im(H_{Fy})/\omega = \left(\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 C_f \sin(\Phi_f) \right) / \omega \\ k_f &= \Re(H_{Fy}) - \omega^2 m_f = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 C_f \cos(\Phi_f) - \omega^2 m_f \end{aligned} \quad (5.8)$$

where U_∞ is the upstream flow velocity, ρ the fluid density and ω the angular frequency of vibration of the tube. C_f and Φ_f are, respectively, the unsteady fluid force magnitude and the corrected fluid force phase, i.e. without the systemic and the phase introduced by flow independent damping as explained in the first part of this paper. $\Im(H_{Fy})$ and $\Re(H_{Fy})$ are the imaginary part and the real part of the transfer function, respectively. The eigenvalue problem associated with the equation of motion may be rewritten in matrix form (Hirota *et al.*, 2002) as:

$$\det \left(\begin{bmatrix} m & 0 \\ 0 & -k \end{bmatrix} - \lambda \begin{bmatrix} 0 & m \\ m & d \end{bmatrix} \right) = 0 \quad (5.9)$$

In Eq. (5.9) d and k are dependent on the unsteady fluid force deduced from the experimental measurements. For a given void fraction and frequency, the fluid flow velocity is progressively increased. The unsteady fluid force magnitude and phase, obtained for the corresponding reduced velocity by interpolation of the experimental data are incorporated in Eqs. (5.8)-(5.9) and the eigenvalue problem solved. The system is unstable if the real value of one of the eigenvalues is positive. This is indicative of the prevalence of the fluid negative damping over the structure damping and the flow independent damping. The results of the stability analysis will be presented in Section 5.5 where they are compared with the experimental data, together with the results of the quasi-steady model, and those of the Connors model.

5.4 Solution Procedure for the Quasi-steady Model

Assuming that all the assumptions of the quasi-steady model (Price & Païdoussis, 1982, 1983, 1984) are satisfied, the equation of motion of a tube, flexible only in the lift direction and subjected to the quasi-steady fluidelastic force, may be written in the form of Eqs. (5.6)-(5.7) with:

$$\begin{aligned} d_f &= -\frac{1}{2} \rho D U_\infty^2 \frac{C_{D0}}{U_P} \\ k_f &= \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 C_{L,Y/D} e^{-\lambda \tau} \end{aligned} \quad (5.10)$$

where C_{D_0} is the steady drag coefficient, $U_P = U_\infty P/(P-D)$ is the flow pitch velocity and $C_{L,Y/D}$ the derivative of the lift coefficient with respect to the dimensionless displacement in the lift direction. λ is the complex natural frequency of the system, $\tau = \mu D/U_P$ the time delay and μ the time delay parameter. For a rotated triangular tube array, the steady lift coefficient vanishes ($C_{L_0} = 0$) due to symmetry in the tube array. The fluid stiffness component is a complex number due to the term $e^{-\lambda\tau}$ and consequently may generate the fluid negative damping responsible of the instability. The eigenvalue problem given by Eq. (5.9) for the unsteady model holds for the quasi-steady model as well. Only the fluid stiffness and damping components change. Thus, the eigenvalue problem for the quasi-steady model may be expressed as:

$$\det \left(\begin{bmatrix} m & 0 \\ 0 & -\left(k_t - \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 C_{L,Y/D} e^{-\lambda\tau}\right) \end{bmatrix} - \lambda \begin{bmatrix} 0 & m \\ m & \left(d_t + \frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 \frac{C_{D_0}}{U_P}\right) \end{bmatrix} \right) = 0 \quad (5.11)$$

It should be noted that Eq. (5.11) is a complex transcendental equation as the characteristic equation depends on both λ and $e^{-\lambda\tau}$. A Newton iterative method can be used to solve it but the time cost might be high as the initial value has to be in a basin of attraction for the method to converge toward the solution. An alternative procedure, based on the argument principle was used to solve the characteristic equation. Equation (5.11) may be expressed as $f(\lambda) = 0$ where λ is the zero of the complex function f . The problem is to solve $f(z) = 0$ with $p \leq \Re(z) \leq q$ and $r \leq \Im(z) \leq s$, where p, q, r and s are real numbers. A corollary of the argument principle states that for a holomorphic function f defined in a region of the complex plane bounded by the closed contour γ the following integral:

$$\frac{1}{2\pi i} \int_\gamma \frac{f'(z)}{f(z)} dz \quad (5.12)$$

gives the number of zeros with their multiplicities (Dellnitz *et al.*, 2002). In Eq. (5.12), $i^2 = -1$. The number of zeros in the initial box $[p, q] \times [r, s]$ is first estimated using Eq. (5.12). The contour integral is computed using the Romberg integration method. The box is then subdivided recursively, eliminating the empty boxes in the process, until the diameter of the box is smaller than the desired precision. This method can be used in conjunction with the Newton iterative method to provide an initial value close enough to the zero. It was tested successfully against academic examples (e.g. in Dellnitz *et al.* (2002)) before being used to obtain the eigenvalues in Eq. (5.11).

For each void fraction considered, the fluid force coefficients presented in the first part of this paper are used to estimate the critical velocity. The results obtained using the time delay parameter

$\mu = \mu_{exp}$, experimentally determined in the first part of the paper (Sawadogo & Mureithi, 2013a) are also compared with those of the classical $\mu = 1$ suggested by Price & Païdoussis (1984). The flow velocity is increased progressively and the eigenvalue computed with the method described above. The tube is considered unstable when the real value of at least one of the eigenvalues is positive or zero. The results are presented in the next section.

5.5 Comparison between Experimental and Theoretical Results

All experimental data are presented in Table 5.2 along with the theoretical results of the unsteady and the quasi-steady models. The results of the quasi-steady model were computed using the experimentally extracted time delay and the classical $\mu = 1$, separately. For void fractions lower than 50%, the quasi-steady model with $\mu = 1$ did not reach any critical velocity for fluidelastic instability. This may indicate that the time delay parameter for these void fractions is different from 1. Previous studies (Shahriary *et al.*, 2007) have shown that critical velocities could be reached when μ is taken to be higher than 1. The limitation of the current experimental setup did not allow the measurement of μ for these void fractions.

The same results are also plotted in Fig. 5.6. It can be seen that globally, the agreement between theory and experiments is good. As shown in Table 5.2, the accuracy of the unsteady model (Fig. 5.6(a)) is quite good. This is also indicative of the accuracy of the measured unsteady fluid force. Because of this good agreement, the results of the unsteady model will be used subsequently as validation data for the quasi-steady model over a wider range of the mass-damping parameter. The results of the quasi-steady model with $\mu = 1$ are also in good agreement with the experimental data as shown in Fig. 5.6(b). The use of the experimental values of the time retardation parameter μ_{exp} improved slightly the accuracy of the quasi-steady model (Fig. 5.6(c)).

All experimental and theoretical results are also presented in Fig. 5.7. It is shown that the quasi-steady model can provide the same level of accuracy as the unsteady model, provided that accurate fluid force coefficients and time delay parameter are used. It is also seen in Fig. 5.6 that for a given void fraction, the critical velocity does not vary significantly with the structural damping ratio. This behavior is reproduced by both the unsteady and the quasi-steady models.

The unsteady model was used in subsequent stability analysis over a wider range of the mass-damping parameter and for a void fraction ranging from 0% to 90%. The results were obtained by increasing the structural damping ratio from 0.3% to 4% and the frequency of the system from 8 Hz to 30 Hz, and, performing stability analysis for each of the foregoing cases. The predictions

Table 5.2 Fluidelastic test results in the lift direction for a single flexible tube. β = void fraction, m_f = added mass, f_0 = tube natural frequency in air, ζ_t = structural damping ratio, ζ_f = flow independent damping ratio, μ_{exp} = experimentally extracted time delay [see part I of this paper], Exp. = experimental results, Unst. = unsteady model; Q-S = quasi-steady model.

β	m_f (kg/m)	f_0 (Hz)	ζ_t	ζ_f	μ_{exp}	Critical velocity U_{Pc} (m/s)			
						Exp.	Unst.	Q-S ($\mu = 1$)	Q-S (μ_{exp})
0%	1.61	13.8	0.3%	0.6%	-	1.0	1.2	stable	-
		14.8	1.6%			1.3	1.5	stable	-
		15.6	2.2%			1.5	1.8	stable	-
20%	1.38	14.0	0.3%	2.2%	-	1.5	1.5	stable	-
50%	0.99	14.0	0.3%	2.7%	-	2.1	2.4	1.8	-
60%	0.87	13.8	0.3%	3.6%	1.5	2.8	3.0	2.1	2.2
		14.8	1.6%			3.0	3.3	3.2	2.9
		15.6	2.2%			3.3	3.3	4.1	3.3
80%	0.71	13.8	0.3%	2.8%	1.0	3.7	4.5	3.7	3.7
		14.8	1.6%			4.5	5.4	4.5	3.8
		15.6	2.2%			5.4	6.0	6.1	5.0
90%	0.47	14.0	0.3%	2.8%	2.5	5.5	6.6	7.3	4.5

of the unsteady model are plotted in Fig. 5.8. It is seen that the trend of the reduced critical velocity (U_c/fD) as a function of the mass damping parameter ($m\delta/\rho D^2$) is linear as opposed to the prediction of the Connors model (Eq. (5.14)). This is in qualitative agreement with the theoretical prediction of the quasi-steady and the unsteady models. As mentioned previously, fluidelastic instability for a single flexible cylinder can only be generated by the damping controlled mechanism. Both [Chen \(1983a\)](#) and [Païdoussis & Price \(1988\)](#) have shown that the instability criterion for the damping controlled instability can be written as:

$$\frac{U_c}{fD} = K \left(\frac{m\delta}{\rho D^2} \right) \quad (5.13)$$

while for the stiffness controlled mechanism the criterion would be the same as the Connors equation:

$$\frac{U_c}{fD} = K \left(\frac{m\delta}{\rho D^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.14)$$

Therefore the linear trend of the data is in accordance with the theory given by Eq. (5.13).

The results of the quasi-steady model are presented in Figs. 5.9 and 5.10 over a wider range of the mass-damping parameter. In Fig. 5.9, the classical time delay parameter $\mu = 1$ is used while in Fig. 5.10, the experimentally extracted time delay parameter (Fig. 10 of Sawadogo & Mureithi (2013a)) is used. The Connors curve with $K = 4$ is also plotted in the same figures. It is clearly seen in Figs. 5.9 and 5.10 that the experimentally extracted time delay parameter gives better results than the classical $\mu = 1$. Although for low mass-damping parameter both results are in good agreement with those of the unsteady model, the results of $\mu = \mu_{exp}$ are in better agreement for high values of $m\delta/\rho D^2$. This corresponds to high void fractions (80% and 90%) where the time delay parameter was found to be $\mu_{exp} = 1.2$ and $\mu_{exp} = 2.7$, respectively. The Connors model on the other hand, fails to reproduce the trend of the data for high value of $m\delta/\rho D^2$. Similar findings were reported by Pettigrew *et al.* (1989b).

The foregoing results give confidence in the validity of the quasi-steady model in two-phase flow for high void fractions. However, an uncertainty remains for low void fractions ($\beta \leq 50\%$). The case of 5% void fraction is typical. The quasi-steady model cannot predict fluidelastic instability in this case because the derivative of the lift coefficient $C_{L,Y/D}$ is very small (near zero). As seen in Eqs. (5.10)-(5.11), when $C_{L,Y/D} = 0$, the fluid complex stiffness vanishes, making the system unconditionally stable. However, the experimental tests, conducted for 5% void fraction, clearly showed fluidelastic instability at $U_{Pc}/fD = 2.1$.

It is not clear if this apparent limitation of the quasi-steady model is due to the fact that the flow velocity at which $C_{L,Y/D}$ was measured was relatively low due to the limitations of the water pump capability. In fact, for a given void fraction, $C_{L,Y/D}$ varies with the flow velocity but reaches a constant value at high velocities. For high void fractions ($\geq 50\%$), the current measurements were made at sufficiently high enough velocities where $C_{L,Y/D}$ reached the constant value, but it was not necessarily the case for lower void fractions due to the limitation of the water flow rate provided by the pump. Thus, measuring $C_{L,Y/D}$ at higher velocities for 5% void fraction might result in a higher value.

It should be noted, however, that the critical velocity for fluidelastic instability for 5% void fraction is of the same order of magnitude as the velocity at which $C_{L,Y/D}$ was measured. Rigorously, the model should be able to predict the critical velocity if it was valid at the conditions where the instability occurred. But this is not the case since the critical reduced velocity for 5% void fraction ($U_{Pc}/fD = 2.1$) is far below the requirement of the quasi-steady model ($U/fD \gg 1$). This raises the question on the ability of the quasi-steady model to model fluidelastic instability in liquid or low void fractions flows where the reduced critical velocity is usually small. Further work is needed to clarify this point.

Nevertheless, the quasi-steady model can be used to simulate fluidelastic instability in steam generator tube bundles because for most steam generators, the risk of fluidelastic instability associated with cross-flow lies in regions where the void fraction is high.

5.6 Conclusions

Experimental tests were conducted in a rotated triangular tube array subjected to two-phase cross-flow. The added mass, the damping ratio and the critical velocity for fluidelastic instability were measured. A new formulation for the added mass as a function of the void fraction was proposed for a rotated triangular tube array. The new formulation takes into account the reduction of the effective local void fraction in this type of tube array and yields better agreement with experimental data.

The unsteady fluid forces measured in the first part of the paper were also used as inputs to the unsteady model for the computation of the critical velocity. The results were in quite good agreement with the experimental data. A linear trend of the reduced critical velocity as a function of the mass-damping parameter was found, in accordance with the theory. Because of this good agreement, the results of the unsteady model were used as validation data for the quasi-steady model over a wide range of the mass-damping parameter.

The time delay parameter, experimentally determined in the first part of the paper was also used in the quasi-steady model to compute the critical velocity. The results were compared with those based on the classical time delay parameter $\mu = 1$ suggested by [Price & Païdoussis \(1984\)](#). The quasi-steady model was found to give good fluidelastic instability results for high void fractions. It was also found that the experimentally determined time delay parameter gives better results than the classical $\mu = 1$, especially for 90% void fraction. For low void fractions, however, the model could not be validated because of the limitations of the experimental setup. Hence, further work

is needed to fully verify the ability of the quasi-steady model to predict fluidelastic instability for low void fractions. Nevertheless, this model can be used to simulate fluidelastic instability in steam generators tube bundles whose most critical parts operate in high void fractions. Finally, this study opens the possibility toward the use of the quasi-steady model to perform fluidelastic instability analysis for multiple flexible tubes.

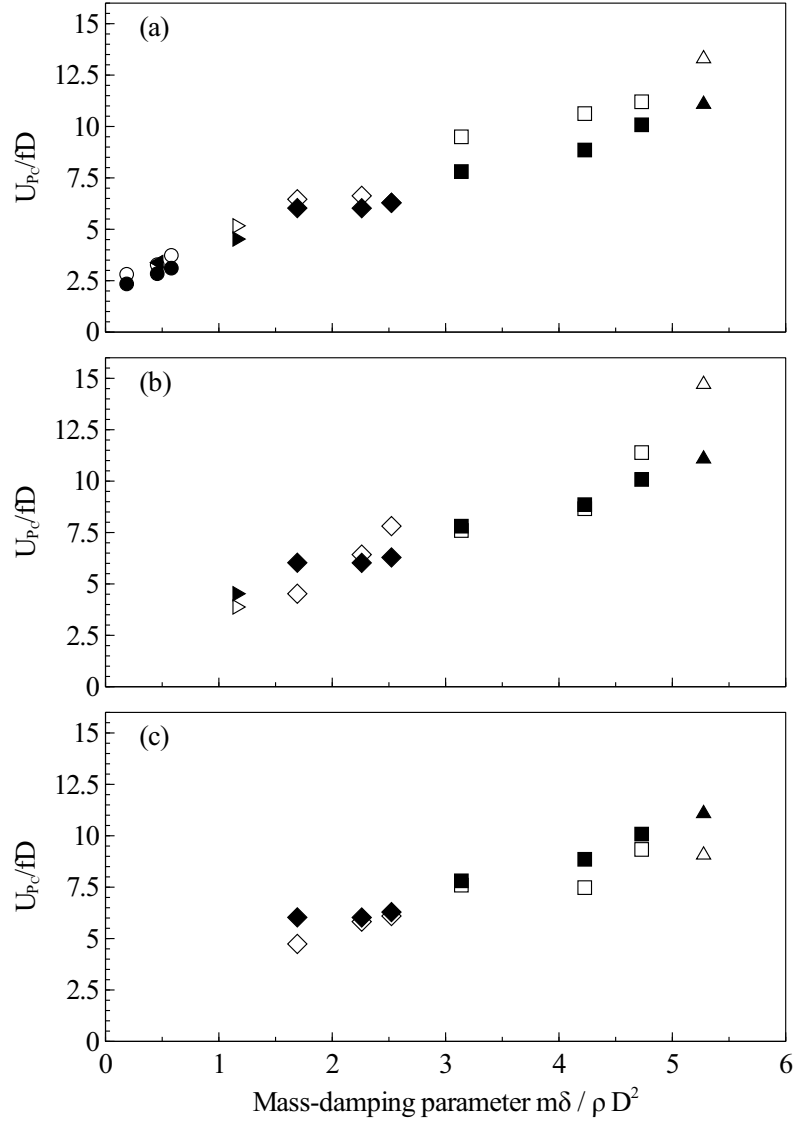


Figure 5.6 Comparison between experimental data and theoretical results for 60% to 90% void fraction. ●◀▶◆■▲ experimental data; ○◁▷◇□△ theoretical results; ●○ 0% void fraction, ◀◁ 20% void fraction, ▶▷ 50% void fraction, ◆◇ 60% void fraction, ■□ 80% void fraction, ▲△ 90% void fraction; (a) unsteady model, (b) quasi-steady model ($\mu = 1.0$), (c) quasi-steady model ($\mu = \mu_{exp}$).

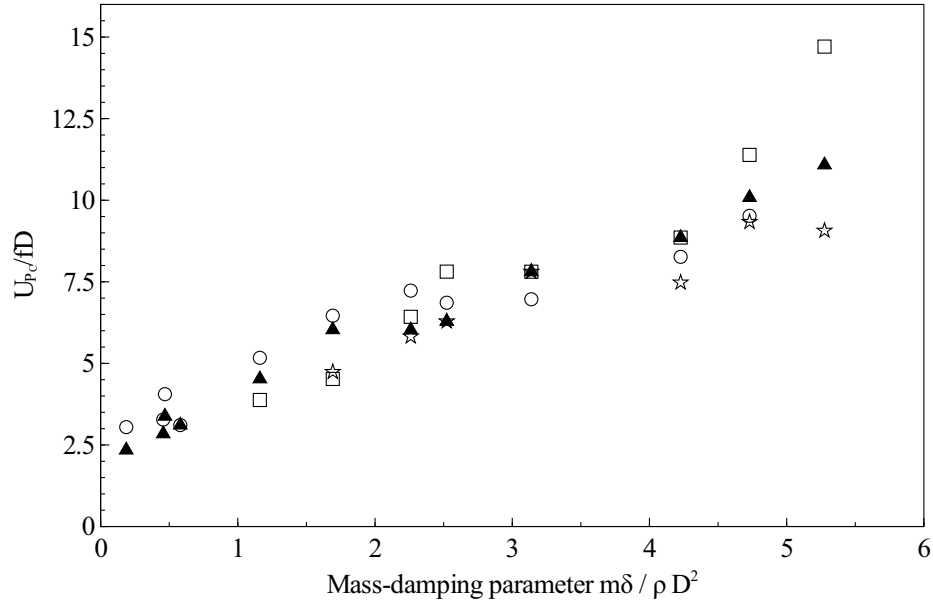


Figure 5.7 Fluidelastic instability results comparison. \blacktriangle experimental data, \circ results of the unsteady model, \square results of the quasi-steady model with $\mu = 1$, \star results of the quasi-steady model with $\mu = \mu_{exp}$.

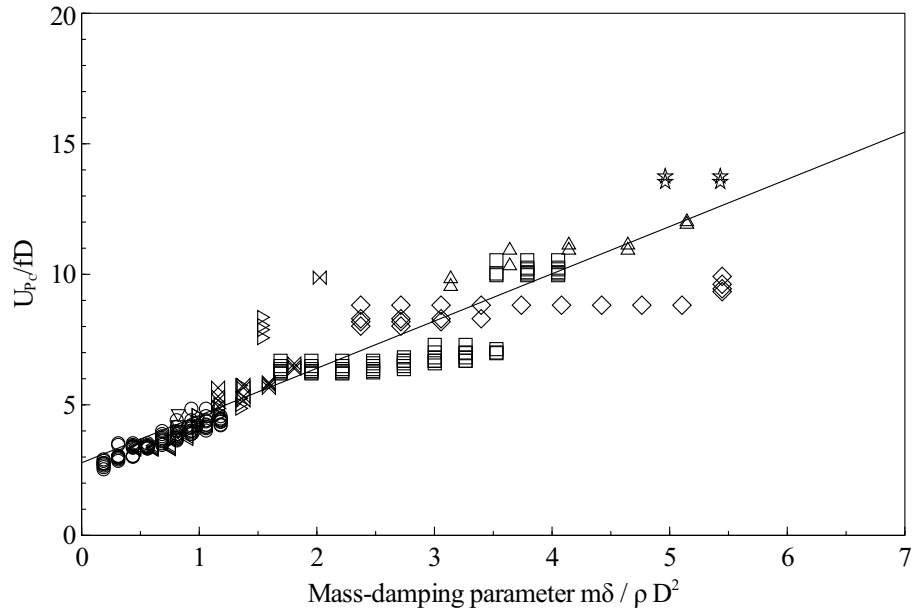


Figure 5.8 Fluidelastic instability results given by the unsteady model. \circ 0% void fraction, \triangleleft 20% void fraction, ∇ 30% void fraction, \triangleright 40% void fraction, \times 50% void fraction, \square 60% void fraction, \diamond 70% void fraction, \triangle 80% void fraction, \star 90% void fraction., — linear fit.

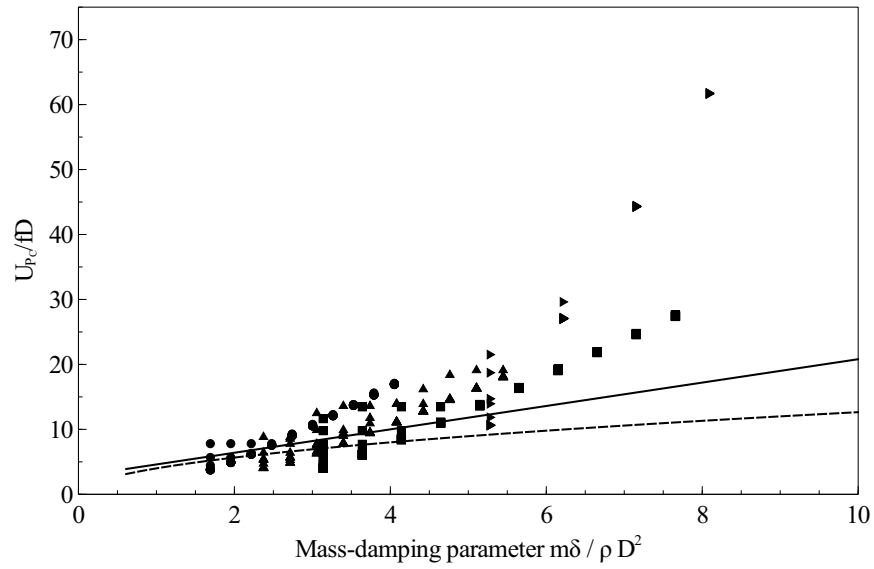


Figure 5.9 Fluidelastic instability results given by the quasi-steady model with $\mu = 1$. ● 60% void fraction, ▲ 70% void fraction, ■ 80% void fraction, ► 90% void fraction, — unsteady model, --- Connors model with $K = 4$.

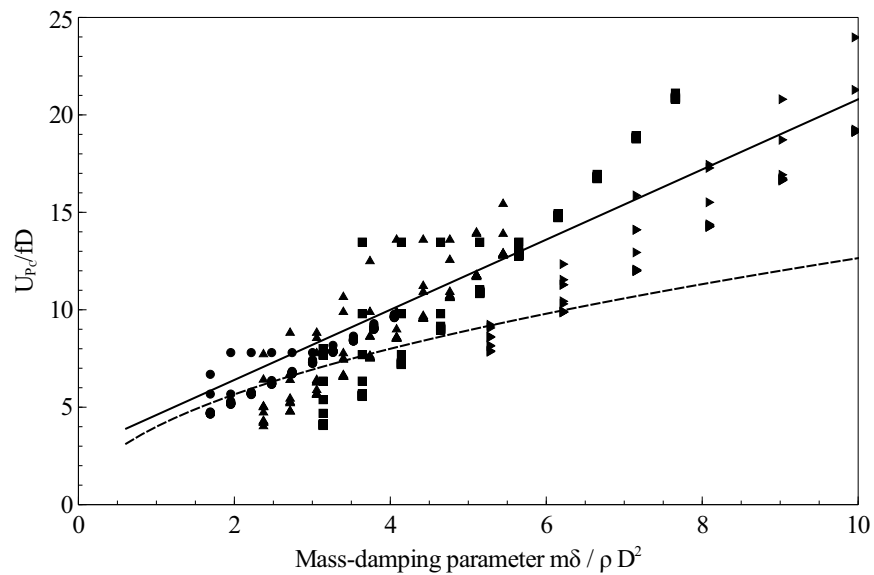


Figure 5.10 Fluidelastic instability results given by the quasi-steady model with $\mu = \mu_{exp}$. ● 60% void fraction, ▲ 70% void fraction, ■ 80% void fraction, ► 90% void fraction, — unsteady model, --- Connors model with $K = 4$.

CHAPITRE 6

DISCUSSION GÉNÉRALE

(An english translation of this chapter is provided in the appendix [Annexe A](#))

En rappel, l'objectif général de ce projet de recherche est d'étendre les modèles théoriques d'étude de l'instabilité fluidélastique aux écoulements diphasiques, de les valider, puis enfin, de développer un logiciel de simulation des vibrations induites par les écoulements dans lequel ces modèles seront implémentés.

Le modèle quasi-stationnaire (§1.2.6) a été préféré aux autres modèles théoriques pour les raisons énumérées à la Section 2.2. Mais on a entrepris d'abord de développer le logiciel afin de vérifier sa faisabilité ainsi que ses exigences techniques. Les forces quasi-statiques mesurées auparavant par [Shahriary et al. \(2007\)](#) ont été utilisées ainsi que le modèle de retardement initialement proposé par [Price & Païdoussis \(1984\)](#). Le modèle quasi-statique (§1.2.2) de Connors a également été intégré au logiciel afin de pouvoir comparer les deux modèles.

Les résultats de ce travail ont été présentés dans le premier article (Chapitre 3). Une série de simulations a été faite et les forces de contact ont été extraites à des fins de calculs de puissance d'usure. Le modèle quasi-stationnaire a paru plus réaliste que celui de Connors en termes de forces fluidélastiques et de puissance d'usure. Cela n'est pas étonnant dans la mesure où le modèle de Connors n'a guère été conçu pour modéliser les forces fluidélastiques. Il a été plutôt élaboré pour prédire la vitesse critique d'instabilité. Ce travail montre que ce modèle ne devrait pas servir à la modélisation des forces fluidélastiques.

En effet, l'amortissement effectif du modèle de Connors a paru plus important que celui du modèle quasi-stationnaire pour des vitesses d'écoulement en deçà de la vitesse critique. Cela s'explique par le fait que ce modèle ne prend pas proprement en compte la diminution progressive de l'amortissement du fluide au fur et à mesure qu'on augmente la vitesse de l'écoulement, contrairement au modèle quasi-stationnaire. Il en a résulté alors une surestimation de la puissance d'usure pour des vitesses d'écoulement sous-critiques. Ainsi, le modèle de Connors peut-il être conservatif en termes de vitesse critique sans l'être en termes de puissance d'usure. Ce résultat est très important car l'utilisation de ce modèle peut conduire à une surestimation de la durée de vie des

tubes.

Il a été aussi noté que le taux de croissance de l'instabilité du modèle de Connors était plus important que celui du modèle quasi-stationnaire. Il en a résulté une surestimation de la puissance d'usure pour les vitesses d'écoulement supercritiques. Par exemple, ce modèle a donné une puissance d'usure de 650 mW pour une vitesse d'écoulement deux fois plus grande que la vitesse normale de fonctionnement alors que le modèle quasi-stationnaire a donné 21 mW. A titre de comparaison, Janzen *et al.* (2002) ont mesuré une puissance d'usure de 10 mW en écoulement diphasique, mais pour un jeu au niveau du support de 750 μm .

Les résultats du calcul de puissance d'usure avec les nouvelles valeurs du paramètre de retardement déterminées aux chapitres 4 et 5 sont présentés dans l'Annexe D. L'ordre de grandeur des puissances d'usure est demeuré le même pour les distributions de vitesse considérées sauf pour la vitesse la plus grande où la puissance d'usure des nouvelles valeurs de retardement est nettement plus grande que celle de la valeur de retardement classique. Cela est dû au fait que les nouvelles valeurs du retardement ont amélioré la prédiction de la vitesse critique d'instabilité pour 90% de taux de vide telle que montré dans les Figures 5.9 et 5.10. L'ancien modèle surestimait la vitesse critique d'instabilité, sous-estimant ainsi la puissance d'usure à des vitesses d'écoulement réellement post-critiques. Cela peut conduire à une surestimation de la durée de vie des tubes en cas d'instabilité.

Cette première phase du travail a permis de : i) s'assurer de la faisabilité du développement du logiciel et ii) montrer que le modèle de Connors ne devrait pas être utilisé pour modéliser les forces fluidélastiques. On pouvait donc passer à l'étape suivante qui est l'amélioration et la validation du modèle quasi-stationnaire.

Dans le deuxième article (Chapitre 4), la question de l'extension du modèle quasi-stationnaire aux écoulements diphasiques a été examinée. La mesure du retardement a été le principal objectif dans cette étape du travail. Pour ce faire, on a procédé à la mesure des forces instationnaires et quasi-statiques du fluide. De ces forces a été extrait le retardement.

On a constaté que les forces instationnaires pouvaient être représentées comme des fonctions monovaluées de la vitesse réduite (U/fD) pour un taux de vide donné et ce, pour la plage de vitesse réduite couverte par les expériences (jusqu'à 10). Ces résultats diffèrent de ceux publiés précédemment par Mureithi *et al.* (2002) pour un faisceau de configuration différente (alignée). Cette différence peut être attribuée à la différence de géométrie, de mélange (air-eau contre eau-vapeur), de pression ou de température.

L'effet du taux de vide sur les forces quasi-statiques a aussi été étudié. La dérivée du coefficient de portance par rapport au déplacement dans la direction de la portance a été déduite des mesures expérimentales menées au même nombre de Reynolds. On a trouvé que cette dérivée varie en fonction du taux de vide. En effet, elle est positive en écoulement liquide mais décroît vers des valeurs négatives en écoulement diphasique. Elle semble s'annuler autour de 5% de taux de vide. Or une dérivée nulle ne peut générer une instabilité fluidélastique selon le modèle quasi-stationnaire. Pourtant, le test de stabilité mené à ce taux de vide a révélé une vitesse critique d'instabilité voisine de celle en écoulement liquide (0% de taux de vide). Cette limite apparente du modèle quasi-stationnaire pourrait s'expliquer par le fait que la dérivée $C_{L,Y/D}$ a été mesurée à une vitesse d'écoulement relativement faible due à la limite de la capacité de la pompe. En outre, pour un taux de vide donné, $C_{L,Y/D}$ varie avec la vitesse de l'écoulement mais atteint une valeur constante aux grandes vitesses. Pour les hauts taux de vide ($\geq 50\%$), la mesure de $C_{L,Y/D}$ a été faite à des vitesses suffisamment élevées où sa valeur constante a été atteinte, mais cela n'a pas été nécessairement le cas pour les faibles taux de vide. La mesure de $C_{L,Y/D}$ à une vitesse plus grande pour 5% de taux de vide pourrait donc aboutir à une valeur de $C_{L,Y/D}$ aussi plus grande.

Il faut toutefois mentionner que l'instabilité fluidélastique pour 5% de taux de vide s'est produite à une vitesse du même ordre que celle à laquelle $C_{L,Y/D}$ a été mesurée. En toute rigueur, le modèle devrait pouvoir prédire cette vitesse critique, s'il était valide aux conditions auxquelles l'instabilité s'est produite. Mais ce n'est pas le cas car la vitesse critique réduite pour 5% de taux de vide ($U_{Pc}/fD = 2.1$) est largement en deçà de la condition de validité du modèle quasi-stationnaire ($U/fD \gg 1$). Il se pose donc la question de l'aptitude du modèle quasi-stationnaire à modéliser l'instabilité fluidélastique pour les écoulements liquide ou à faible taux de vide, où la vitesse critique réduite est généralement petite. Un travail supplémentaire est donc requis pour clarifier ce point.

Le retardement inhérent au modèle quasi-stationnaire a également été extrait des forces instantanées et quasi-statiques mesurées, pour des taux de vide allant de 60% à 90%. Cela n'était pas possible pour des taux de vide inférieurs en raison de la limite de la capacité de la pompe. En effet, les hypothèses du modèle quasi-stationnaires ne sont valides que pour de très grandes valeurs de U/fD , c'est-à-dire lorsque U est grand et/ou f petit. Les mesures à très petites fréquences n'étaient pas précises en raison de la faiblesse du signal comparé au bruit. Cela aurait nécessité un temps d'acquisition très grand pour obtenir des résultats acceptables. La limite de la pompe n'a pas non plus permis d'atteindre des vitesses d'écoulement très élevées.

La découverte fondamentale de cette étude est que le retardement peut s'exprimer tel que suggéré par [Price & Païdoussis \(1984\)](#), c'est-à-dire sous la forme : $\tau = \mu D/U$. Le paramètre de retardement trouvé est de $\mu = 1.7$ pour un taux de vide $\beta = 60\%$, $\mu = 1.3$ pour $\beta = 70\%$, $\mu = 1.2$ pour $\beta = 80\%$ et $\mu = 2.7$ pour $\beta = 90\%$. Cette information a été utilisée par la suite pour des calculs de vitesses critiques d'instabilité dans le troisième article afin de vérifier la validité du modèle.

Le troisième article (Chapitre 5) a été consacré à la validation du modèle théorique. Des résultats expérimentaux ont été obtenus pour une large gamme du paramètre masse-amortissement. L'amortissement et la masse ajoutée ont aussi été mesurés. La masse ajoutée a révélé un comportement similaire aux résultats de [Pettigrew et al. \(1989a\)](#), c'est-à-dire qu'elle était sous-estimée par la formule semi-empirique proposée par les auteurs précités. Une nouvelle formulation a été proposée. Cette formulation tient compte de la réduction du taux de vide effectif au voisinage des tubes dans un faisceau de configuration triangulaire tournée. Elle présente un meilleur accord avec les résultats expérimentaux.

Les résultats du modèle instationnaire étaient en très bon accord avec les données expérimentales. Ils ont donc été utilisés par la suite, en plus des données expérimentales, pour valider le modèle quasi-stationnaire. Les résultats du modèle quasi-stationnaire ont été dans l'ensemble en bon accord avec les données expérimentales et ceux du modèle instationnaire. Les nouvelles valeurs du paramètre de retardement extraites dans le deuxième article ont amélioré les résultats du modèle quasi-stationnaire. Cette amélioration a été particulièrement significative pour 90% de taux de vide. En revanche, même si le modèle de Connors avec $K = 4$ a été conservatif pour des valeurs relativement élevées du paramètre masse-amortissement, ses résultats n'ont pas épousé l'allure générale des résultats expérimentaux et de ceux du modèle instationnaire. Il faut cependant noter que la validité du modèle quasi-stationnaire n'a pu être confirmée pour de faibles taux de vide en raison de la limite de la capacité de la pompe mentionnée plus tôt.

Tout compte fait, cette étude a permis de valider le modèle quasi-stationnaire pour des taux de vide supérieurs ou égal à 60%. Les conclusions seront tirées dans le chapitre suivant.

CONCLUSION

(An english translation of this chapter is provided in the appendix [Annexe B](#))

Contributions

En résumé, le travail effectué dans ce projet de doctorat a permis de :

- * Développer un logiciel de simulation des vibrations induites par les écoulements dans lequel les modèles d'instabilité fluidélastique quasi-stationnaire et quasi-statique de Connors ont été implémentés. Il a été montré dans ce travail que le modèle de Connors actuellement utilisé présentait des limites en termes de modélisation des forces fluidélastiques. Une trouvaille majeure est que ce modèle peut être conservatif en termes de prédiction de vitesse critique sans l'être en termes de calcul de puissance d'usure. Cela peut conduire à une surestimation de la durée de vie des tubes.
- * Mesurer et étudier en détail les forces instationnaires et quasi-statiques du fluide dans un faisceau de tubes de configuration triangulaire tournée soumis à un écoulement diphasique. Un autre résultat important est que la phase des forces du fluide instationnaire dans un faisceau triangulaire tourné en écoulement eau-air est une fonction monovaluée de la vitesse réduite lorsque celle-ci est inférieure à 10. Aussi cette phase est très peu dépendante du taux de vide pour une fréquence donnée.
- * Mettre au point une technique originale d'estimation du paramètre de retardement du modèle quasi-stationnaire en écoulement diphasique. Ce travail est le premier à avoir mesuré le retardement en écoulement diphasique. Cette étude a confirmé que le retardement pouvait s'exprimer comme une fonction linéaire du temps de convection (D/U). Les valeurs du paramètres de retardement ont aussi été extraites pour chaque taux de vide considéré.
- * Proposer une nouvelle corrélation pour estimer la masse hydrodynamique ajoutée dans un faisceau de tubes de configuration triangulaire tournée soumis à un écoulement diphasique. Cette corrélation donne des résultats mieux en accord avec les résultats expérimentaux car elle prend en compte la réduction du taux de vide effectif au voisinage du tube dans un faisceau triangulaire tourné.

- * Valider le modèle quasi-stationnaire en écoulement diphasique pour des taux de vide allant de 60% à 90%, par comparaison avec les résultats expérimentaux et ceux du modèle instationnaire. Ce résultat est très important car le modèle quasi-stationnaire a été développé au départ pour des écoulements monophasiques. Ce travail a donc permis d'étendre ce modèle aux écoulements diphasiques non seulement par la mesure du paramètre de retardement mais aussi par la validation des résultats théoriques à l'aide de résultats expérimentaux.

Cependant certains défis demeurent.

Limites et défis

En effet, la limite de la capacité de la pompe utilisée lors des expériences n'a pas permis de mesurer le paramètre de retardement pour des faibles taux de vide. De même, il n'a pas été possible d'étendre la plage de fréquence pour étudier l'effet de la fréquence sur le paramètre de retardement.

Aussi, les valeurs de la dérivée du coefficient de portance par rapport au déplacement quasi-statique dans la même direction sont très faibles aux bas taux de vide. Cela met en question la capacité du modèle quasi-stationnaire à prédire l'instabilité fluidélastique pour cette plage de taux de vide (5% à 20%). Mais la limite de la capacité de la pompe n'a pas permis de lever ce doute. Une étude supplémentaire est donc requise pour éclaircir ce point.

De plus, l'étude faite dans ce travail s'est limitée à la direction de la portance en raison de la prépondérance des problèmes d'instabilité fluidélastique dans cette direction. Mais il n'est pas exclu que ce type de problème se pose dans la direction de la traînée. Le déplacement dans cette direction est aussi important dans le calcul des puissances d'usure. Il est donc important de pouvoir étendre l'étude faite dans la direction de la portance à celle de la traînée.

Les faisceaux de tubes des générateurs de vapeurs opérant dans un mélange eau-vapeur plutôt que eau-air, il est aussi utile de poursuivre l'investigation pour voir si d'autres paramètres que le taux de vide influencent le paramètre de retardement ainsi que les forces quasi-statiques du fluide.

Il est donc recommandé dans le futur de poursuivre la recherche sur les aspects suivants :

Recommandations pour le futur

- Augmenter le débit de la pompe afin de pouvoir étendre la plage de fréquence, atteindre des vitesses d'écoulements plus élevés et enfin vérifier la validité du modèle quasi-stationnaire aux bas taux de vide.

- Appliquer la méthode d'étude appliquée dans la direction de la portance à celle de la traînée.
- Étudier l'effet des autres paramètres d'écoulements (tension superficielle, viscosité, etc.) sur le paramètre de retardement et les coefficients des forces du fluide, en utilisant un autre type d'écoulement (Fréon, par exemple).
- Étendre l'étude à des faisceaux de configurations différentes ou de ratio pas sur diamètre différents.
- Mesurer le retardement dans un écoulement d'air pour lequel la masse ajoutée est négligeable, rendant possible une estimation plus précise de la rigidité du fluide.
- Mesurer les forces quasi-statiques inter-tubes et entreprendre une analyse d'instabilité pour un groupe de tube flexibles.

Publications

Ce projet de doctorat a conduit à trois articles de conférences et trois articles de revues. La liste des articles soumis aux revues est la suivante :

SAWADOGO, T. & MUREITHI, N. W. (2012). Time domain simulation of the vibration of a steam generator tube subjected to fluidelastic forces induced by two-phase cross-flow (paper submitted to) *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*.

SAWADOGO, T. & MUREITHI, N. W. (2013a). Fluidelastic instability study in a rotated triangular tube array subject to two-phase cross-flow. Part I : Fluid force measurements and time delay extraction (paper submitted to) *Journal of Fluids and Structures*.

SAWADOGO, T. & MUREITHI, N. W. (2013b). Fluidelastic instability study on a rotated triangular tube array subject to two-phase cross-flow. Part II : Experimental tests and comparison with theoretical results (paper submitted to) *Journal of Fluids and Structures*.

RÉFÉRENCES

- AU-YANG, M. K. (2001). *Flow-Induced vibration of Power and Process Plant Components :A Practical Workbook*. ASME Press, New York.
- AXISA, F., ANTUNES, J. & VILLARD, B. (1988). Overview of numerical methods for predicting flow-induced vibration. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 110, 6–14.
- AXISA, F., BOHEAS, M. A. & VILLARD, B. (1985). Vibration of tube bundles subjected to steam-water cross-flow : A comparative study of square and triangular arrays. *8th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology*, Paper No. B1/2.
- AXISA, F., VILLARD, B., GIBERT, R. J., HETSRONI, G. & SUNDHEIMER, P. (1984). Vibration of tube bundles subjected to air-water and steam-water cross flow : Preliminary results on fluidelastic instability. *Symposium on Flow-Induced Vibrations, Volume 2 : Vibration of Arrays of Cylinders in Cross Flow. Presented at the 1984 ASME Winter Annual Meeting*. ASME New York NY USA, 269–284.
- BALSA, T. (1977). Potential flow interactions in an array of cylinders in cross-flow. *Journal of Sound and Vibration*, 50, 285–303.
- BLEVINS, R. D. (1974). Fluidelastic whirling of a tube row. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 96, 263–267.
- BLEVINS, R. D. (1978). Buffeting of heat exchanger tube array in cross flow. *BNES International Conference on vibration in Nuclear Plant*. Keswick, U.K.
- BLEVINS, R. D. (1979). Fluid damping and the whirling instability of tube arrays. *Flow Induced Vibrations (eds S. S.Chen & M. D.Berstein) - ASME*, 35–39.
- BLEVINS, R. D., GIBERT, R. J. & VILLARD, B. (1981). Experiment on vibration of heat exchanger tube array in cross flow. *6th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology*. Paris.
- CARLUCCI, L. & BROWN, J. (1983). Experimental studies of damping and hydrodynamic mass of a cylinder in confined two-phase flow. *ASME Journal of Vibration, Stress and Reliability in Design*, 105, 83–89.

- CHEN, S. S. (1975). Vibration of nuclear fuel bundles. *Nuclear Engineering and Design*, 35, 392–422.
- CHEN, S. S. (1978). Cross-flow induced vibrations of heat exchangers tube banks. *Nuclear Engineering and Design*, 47, 67–86.
- CHEN, S. S. (1983a). Instability mechanisms and stability criteria of a group of circular cylinders subjected to cross-flow. Part I : Theory. *Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design*, 105, 51–58.
- CHEN, S. S. (1983b). Instability mechanisms and stability criteria of a group of circular cylinders subjected to cross-flow. Part II : Numerical results and discussion. *Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design*, 105, 253–260.
- CHEN, S. S. (1987). A general theory for dynamic instability of tube arrays in cross-flow. *Journal of Fluids Engineering, Transaction of the ASME*, 1, 35–53.
- CHEN, S. S., ZHU, S. & JENDRZEJCZYK, J. A. (1994). Fluid damping and fluid stiffness of a tube row in crossflow. *Proceedings of the 1994 Pressure Vessels and Piping Conference. Part 4 (of 19)*. ASME New York NY USA, Minneapolis, MN, vol. 273 de ASME, *Pressure Vessels and Piping Division (Publication) PVP*, 15–31.
- CHEN, Y. N. (1980). Turbulence as excitation source in staggered tube bundle heat exchangers. *American Society of Mechanical Engineers, Pressure Vessels and Piping Division (Publication) PVP*, 41, 45–63.
- CHU, I.-C., CHUNG, H. J. & LEE, S. (2009). Fluid-elastic instability of rotated square array u-tubes in air-water flow. *Journal of Pressure Vessel Technology*, 131, 041301 (8 pp.).
- CHU, I.-C., CHUNG, H. J. & LEE, S. (2011). Flow-induced vibration of nuclear steam generator u-tubes in two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design*, 241, 1508–15.
- CONNORS, H. J., J. (1970). Fluidelastic vibration of a tube array excited by cross flow. *Proceedings of the symposium on Flow-Induced Vibration in Heat Exchanger, New York, NY, USA*. ASME Winter annual Meeting, New York, NY, 42–56.
- CONNORS, H. J., J. (1978). Fluidelastic vibration of heat exchanger tube arrays. *Transactions of the ASME. Journal of Mechanical Design*, 100, 347–53.
- DALTON, C. & HELFINSTINE, R. A. (1971). Potential flow past a group of circular cylinders. *ASME Journal of Basic Engineering*, 93, 636–642.

- DE LANGRE, E. & VILLARD, B. (1998). An upper bound on random buffeting forces caused by two-phase flows across tubes. *Journal of Fluids and Structures*, 12, 1005–1023.
- DELLNITZ, M., SCHUTZE, O. & ZHENG, Q. (2002). Locating all the zeros of an analytic function in one complex variable. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 138, 325–333.
- DOWLATI, R., KAWAJI, M., CHISHOLM, D. & CHAN, A. (1992). Void fraction prediction in two-phase flow across a tube bundle. *AIChE Journal*, 38, 619–622.
- EISINGER, F. L., RAO, M. S. M., STEININGER, D. A. & HASLINGER, K. H. (1995). Numerical simulation of cross-flow-induced fluidelastic vibration of tube arrays and comparison with experimental results. *Transactions of the ASME. Journal of Pressure Vessel Technology*, 117, 31–9.
- FEENSTRA, P. (2000). An improved void fraction model for two-phase cross-flow in horizontal tube bundles. *International Journal of Multiphase Flow*, 26, 1851–1873.
- FEENSTRA, P. A., JUDD, R. L. & WEAVER, D. S. (1995). Fluidelastic instability in a tube array subjected to two-phase R-11 cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, 9, 747–771.
- FEENSTRA, P. A., WEAVER, D. S. & NAKAMURA, T. (2003). Vortex shedding and fluidelastic instability in a normal square tube array excited by two-phase cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, 17, 793–811.
- FRICKER, A. J. (1992). Numerical analysis of the fluidelastic vibration of a steam generator tube with loose supports. *Journal of Fluid and Structures*, 6, 85–107.
- GORMAN, D. J. (1976). Experimental development of design criteria to limit liquid cross-flow-induced vibration in nuclear reactor heat exchange equipment. *Nuclear Science and Engineering*, 61, 324–336.
- GRANGER, S. & PAÏDOUSSIS, M. P. (1996). An improvement to the quasi-steady model with application to cross-flow-induced vibration of tube arrays. *Journal of Fluid Mechanics*, 320, 163–184.
- GRANT, I. D. R. & MURRAY, I. (1972). Pressure drop on the shell-side of a segmentally baffled shell-and-tube heat exchanger with vertical two-phase flow. Rapport technique, Report NEL-560, National Engineering Lab.
- GRAVELLE, A., ROSS, A., PETTIGREW, M. J. & MUREITHI, N. W. (2007). Damping of tubes due to internal two-phase flow. *Journal of Fluids and Structures*, 23, 447–462.

GRIFFIN, O. M. & RAMBERG, S. E. (1974). The vortex-street wakes of vibrating cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 66, 553–76. Copyright 1975, IEE 724277 vortex street wakes vibrating cylinders.

GROSS, H. (1975). *Untersuchung aerodynamischer schwingungs-mechanismen und deren berucksichtigung bei der auslegung von rohrbündelwarmetauschern*. Ph.d. thesis, Technical University of Hannover.

HEILKER, W. & VINCENT, R. Q. (1981). Vibration in nuclear heat exchangers due to liquid and two-phase flow. *Journal of Engineering for Power*, 103, 358–366.

HIROTA, K., NAKAMURA, T., KASAHARA, J., MUREITHI, N. W., KUSAKABE, T. & TAKAMATSU, H. (2002). Dynamics of an in-line tube array subjected to steam-water cross-flow. Part 3 : Fluidelastic instability tests and comparison with theory. *Journal of Fluids and Structures*, 2002, 153–173.

INADA, F., KAWAMURA, K., YASUO, A. & YONEDA, K. (2002). An experimental study on the fluidelastic forces acting on a square tube bundle in two-phase cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, 16, 891–907.

JANZEN, V. P., HAGBERG, E. G., PATRICK, J. N. F., PETTIGREW, M. J., TAYLOR, C. E. & WHAN, T. G. (2002). Vibration work-rate measurements of steam-generator U-tubes in air-water cross-flow. *Proceedings of ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, New Orleans, LA, USA*. New Orleans, LA, United states, 1019 – 1032.

JAYAWEERA, K. O. L. F. & MASON, B. J. (1965). The behaviour of freely falling cylinders and cones in a viscous fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 22, 709–720.

KHALIFA, A., WEAVER, D. S. & ZIADA, S. (2011). An experimental study of the phase lag causing fluidelastic instability in tube bundles. ASME, éditeur, *ASME 2011 Pressure Vessels & Piping Divion Conference, PVP2011*.

LEVER, J. & WEAVER, D. S. (1982). A theoretical model for fluid-elastic instability in heat exchanger tube bundles. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 104, 147–158.

LEVER, J. & WEAVER, D. S. (1986a). On the stability of heat exchanger tube bundles, part 1 : Modified theoritical model. *Journal of Sound and Vibration*, 107, 375–392.

LEVER, J. & WEAVER, D. S. (1986b). On the stability of heat exchanger tube bundles, part 2 : Numerical results and comparison with experiments. *Journal of Sound and Vibration*, 107, 375–392.

MAHON, J. & MESKELL, C. (2009). Investigation of the underlying cause of the interaction between acoustic resonance and fluidelastic instability in normal triangular tube arrays. *Journal of Sound and Vibration*, 324, 91–106.

MAHON, J. & MESKELL, C. (2010). Measurement of the time delay associated with fluid damping controlled instability in a normal triangular tube array. *ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting, FEDSM 2010 - ASME 2010 7th International Symposium on Fluid-Structure Interactions, Flow-Sound Interactions, and Flow-Induced Vibration and Noise, FSI2 and FIV+N, August 1, 2010 - August 5, 2010*. American Society of Mechanical Engineers, vol. 3 de *American Society of Mechanical Engineers, Fluids Engineering Division (Publication) FEDSM*, 553–563.

MARN, J. & CATTON, I. (1990). Flow-induced vibration problem in a simple cylinder array. one dimensional unsteady integral approach. Publ by ASME, Dallas, TX, USA, vol. 102 de *American Society of Mechanical Engineers, Fluids Engineering Division (Publication) FED*, 19–21.

MARN, J. & CATTON, I. (1991). Flow induced vibrations in cylindrical bundles. Two dimensional analysis into normal modes. Publ by ASME, Minneapolis, MN, USA, vol. 165 de *American Society of Mechanical Engineers, Heat Transfer Division, (Publication) HTD*, 9–14.

MARN, J. & CATTON, I. (1992). On stability analysis of a flexible cylinder in a array of rigid cylinder. *Journal of Fluids Engineering, Tansaction of the ASME*, 114.

MESKELL, C. (2009). A new model for damping controlled fluidelastic instability in heat exchanger tube arrays. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, 223, 361–368.

MUREITHI, N. W. (2010). On the feasibility of modeling two-phase flow-induced fluidelastic instability in tube bundles. *Proceedings of 7th International Symposium FSI2 & FIV+N 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting*. American Society of Mechanical Engineers, Montreal, QC, Canada, vol. 3 de *American Society of Mechanical Engineers, Fluids Engineering Division (Publication) FEDSM*, 459–468.

MUREITHI, N. W., NAKAMURA, T., HIROTA, K., MURATA, M., UTSUMI, S., KUSAKABE, T. & TAKAMATSU, H. (1996). Dynamics of an inline tube array in steam-water flow. part ii :

Unsteady fluid forces. *Proceedings of the 1996 ASME Pressure Vessels and Piping Conference. Part 1 (of 2), July 21, 1996 - July 26, 1996*. ASME, vol. 328 de *American Society of Mechanical Engineers, Pressure Vessels and Piping Division (Publication) PVP*, 111–121.

MUREITHI, N. W., NAKAMURA, T., HIROTA, K., MURATA, M., UTSUMI, S., KUSAKABE, T. & TAKAMATSU, H. (2002). Dynamics of an inline tube array subjected to steam-water cross-flow. Part 2 : Unsteady fluid forces. *Journal of Fluids and Structures*, 16, 137–152.

NAKAMURA, T., FUJITA, K., KAWANISHI, K. & SAITO, I. (1986a). Study on the flow induced vibration of a tube array by a two-phase flow (2nd report, large amplitude vibration by steam - water flow). *Japan Society of Mechanical Engineers Part C*. vol. 52, 2790–2795.

NAKAMURA, T., FUJITA, K., KAWANISHI, K., YAMAGUCHI, N. & TSUGE, A. (1992). Study on the vibrational characteristics of a tube array caused by two-phase flow. 2. fluidelastic vibration. *Transactions of the ASME. Journal of Pressure Vessel Technology*, 114, 479–85.

NAKAMURA, T., FUJITA, K., KAWANISHI, K., YAMAGUCHI, N. & TSUGE, A. (1995). Study on the vibrational characteristics of a tube array caused by two-phase flow. Part 2 : Fluidelastic vibration. *Journal of Fluid and Structures*, 9, 539–562.

NAKAMURA, T., FUJITA, K., SHIRAKI, K., KANASAWA, H. & SAKATA, K. (1982). An experimental study on exciting force by two-phase cross-flow. *Flow induced Vibration of Circular Cylindrical Structures*, 63.

NAKAMURA, T., FUJITA, K., YAMAGUCHI, N., SAKATA, K., TSUGE, A. & SAITO, I. (1986b). Study on flow induced vibration of a tube array by a two-phase flow. (1st report : large amplitude vibration by air-water flow). *Japan Society of Mechanical Engineers Part C*. vol. 52, 252–257.

NOGHREHKAR, G., KAWAJI, M. & CHAN, A. (1999). Investigation of two-phase flow regimes in tube bundles under cross-flow conditions. *International Journal of Multiphase Flow*, 25, 857–874.

PAÏDOUSSIS, M. P. (1982). Review of flow-induced vibrations in reactors and reactor components. *Nuclear Engineering and Design*, 74, 31–60.

PAÏDOUSSIS, M. P., MAVRIPLIS, D. & PRICE, S. J. (1984). A potential flow theory for the dynamics of cylinder arrays in cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 146, 227–252.

PAÏDOUSSIS, M. P. & PRICE, S. J. (1988). The mechanisms underlying flow-induced instabilities of cylinder arrays in cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 187, 45–59.

- PAÏDOUSSIS, M. P., PRICE, S. J. & MAVRIPLIS, D. (1985). A potential flow theory for the dynamics of cylinder arrays in cross-flow. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 107, 500–506.
- PETTIGREW, M. J. & GORMAN, D. J. (1973). Experimental studies on flow-induced vibration to support steam generator design, part 3 : Vibration of small tube bundles in liquid and two-phase cross-flow. *UKAEA/NPL International Symposium in vibration problems in industry*. vol. Paper No. 424.
- PETTIGREW, M. J. & GORMAN, D. J. (1978). Vibration of heat exchange components in liquid and two-phase cross-flow. *Atomic Energy of Canada Limited, AECL (Report)*.
- PETTIGREW, M. J. & GORMAN, D. J. (1981). Vibration of heat exchanger tube bundles in liquid and two-phase cross-flow. *American Society of Mechanical Engineers, Pressure Vessels and Piping Division (Publication) PVP*, 52, 89–110.
- PETTIGREW, M. J., GOYDER, H. G. D., QIAO, Z. & AXISA, F. (1986a). Damping on multispan heat exchanger tubes, part 1 : in gases. *Symposium on Special topics of Structural Vibration, ASME PVP Conference*. Chicago, IL., vol. 104, 81–88.
- PETTIGREW, M. J., ROBERTS, B. W. & AXISA, F. (1986b). Damping on multispan heat exchanger tubes-part 2 : in liquids. *ASME Pressure Vessels and Piping Conference*. ASME Publication PVP, Chicago, IL., vol. 104, 89–98.
- PETTIGREW, M. J., SYLVESTRE, Y. & CAMPAGNA, A. O. (1978). Vibration analysis of heat exchanger and steam generator designs. *Nuclear Engineering and Design*, 48, 98–115.
- PETTIGREW, M. J. & TAYLOR, C. E. (1991). Fluidelastic instability of heat exchanger tube bundles. Review and design recommendations. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 113, 242–256.
- PETTIGREW, M. J. & TAYLOR, C. E. (1994). Two-phase flow-induced vibration : An overview. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 116, 233–253.
- PETTIGREW, M. J. & TAYLOR, C. E. (1997). Damping of heat exchanger tubes in two-phase flow. *Fourth International Symposium on FSI, AE & FIV+N, ASME International Congress*. ASME Publication AD-Vol 53.2, Dallas, Texas, 407–418.
- PETTIGREW, M. J. & TAYLOR, C. E. (2003a). Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers : an overview-part 1 : flow, damping, fluidelastic instability. *Journal of Fluids and Structures*, 18, 469–483.

PETTIGREW, M. J. & TAYLOR, C. E. (2003b). Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers : an overview-part 2 : vibration response, fretting-wear, guidelines. *Journal of Fluids and Structures*, 18, 485–500.

PETTIGREW, M. J. & TAYLOR, C. E. (2009). Vibration of a normal triangular tube bundle subjected to two-phase freon cross flow. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 131.

PETTIGREW, M. J., TAYLOR, C. E., JANZEN, V. P. & WHAN, T. (2002). Vibration behavior of rotated triangular tube bundles in two-phase cross flows. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 124, 144–153.

PETTIGREW, M. J., TAYLOR, C. E., JONG, J. H. & CURRIE, I. G. (1995). Vibration of a tube bundle in two-phase freon cross-flow. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 117, 321–329.

PETTIGREW, M. J., TAYLOR, C. E. & KIM, B. S. (1989a). Vibration of tube bundles in two-phase cross-flow : Part 1 hydrodynamic mass and damping. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 111, 466–477.

PETTIGREW, M. J., TAYLOR, C. E. & KIM, B. S. (2001). The effects of bundle geometry on heat exchanger tube vibration in two-phase cross flow. *Transactions of the ASME. Journal of Pressure Vessel Technology*, 123, 414–20.

PETTIGREW, M. J., TROMP, J., TAYLOR, C. E. & KIM, B. S. (1989b). Vibration of tube bundles in two-phase cross-flow : Part 2 fluid-elastic instability. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 111, 478–487.

PETTIGREW, M. J., ZHANG, C., MUREITHI, N. W. & PAMFIL, D. (2005). Detailed flow and force measurements in a rotated triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, 21, 75–87.

PRICE, S. J. (1995). A review of theoretical models for fluidelastic instability of cylinder arrays in cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, 9, 463–518.

PRICE, S. J. (2001). An investigation on the use of connors' equation to predict fluidelastic instability in cylinder arrays. *Transactions of the ASME. Journal of Pressure Vessel Technology*, 123, 448–53.

PRICE, S. J. & KURAN, S. (1990). Fluidelastic stability of a rotated square array with multiple flexible cylinders subject to cross-flow. *1990 Pressure Vessels and Piping Conference*. Publ by

ASME New York NY USA, Nashville, TN, vol. 189 de *American Society of Mechanical Engineers, Pressure Vessels and Piping Division (Publication) PVP*, 107–117.

PRICE, S. J. & PAÏDOUSSIS, M. P. (1982). A theoretical investigation of the parameters affecting the fluidelastic instability of a double row of cylinders subject to a cross-flow. *Vibration in Nuclear Plant. Proceedings of the 3rd International Conference*. British Nucl. Energy Soc, London UK., 107–119.

PRICE, S. J. & PAÏDOUSSIS, M. P. (1983). Fluidelastic instability of an infinite double row of circular cylinders subject to a uniform cross-flow. *Journal of Vibration Acoustics Stress Reliability in Design*, 105, 59–66.

PRICE, S. J. & PAÏDOUSSIS, M. P. (1984). Improved mathematical model for the stability of cylinder rows subject to cross-flow. *Journal of Sound and Vibration*, 97, 615–640.

PRICE, S. J. & PAÏDOUSSIS, M. P. (1985). Fluidelastic instability of a full array of flexible cylinders subject to cross-flow. *Fluid-Structure Interaction and Aerodynamic Damping. Presented at the Tenth Biennial Conference on Mechanical Vibration and Noise*. ASME New York NY USA, Cincinnati, OH, Engl, 171–192.

PRICE, S. J. & PAÏDOUSSIS, M. P. (1986a). A constrained-mode analysis of the fluidelastic instability of a double row of flexible circular cylinders subject to cross-flow : A theoretical investigation of system parameters. *Journal of Sound and Vibration*, 105, 121–142.

PRICE, S. J. & PAÏDOUSSIS, M. P. (1986b). A single flexible cylinder analysis for the fluidelastic instability of an array of flexible cylinder in cross flow. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 108, 193–199.

PRICE, S. J. & PAÏDOUSSIS, M. P. (1989). The flow induced response of a single flexible cylinder in a in-line array of rigid cylinders. *Journal of Fluid and Structures*, 3, 61–82.

RAO, S. S. (2007). *Vibration of Continuous Systems*. John Wiley & Sons, Inc.

REMY, F. N. (1982). Flow induced vibration of tube bundles in two phase cross flow. *Vibration in Nuclear Plant. Proceedings of the 3rd International Conference*. British Nucl. Energy Soc Place of publication :London UK Material Identity Number :XX1981-01466.

ROBERTS, B. W. (1962). *Low Frequency Self-Excited Vibration in a Row of Circular Cylinders Mounted in an Air Stream*. Thèse de doctorat, University of Cambridge.

- ROBERTS, B. W. (1966). Low frequency, aeroelastic vibrations in cascade of circular cylinders. *Monograph no. 4*, Institution of Mechanical Engineers, London, England, Mechanical Engineering Science – Monograph. 1–26.
- ROGERS, R. J. & PICK, R. J. (1976). On the dynamic spatial response of a heat exchanger tube with intermittent baffle contacts. *Nuclear Engineering and Design*, 36, 81–90.
- ROGERS, R. J. & PICK, R. J. (1977). Factors associated with support plate forces due to heat-exchanger tube vibratory contact. *Nuclear Engineering and Design*, 44, 247–53.
- ROSHKO, A. (1961). Experiments on flow past circular cylinder at very high reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 10, 345–356.
- SAUVE, R. G. (1996). Computational time domain approach to fluidelastic instability for non-linear tube dynamics. *American Society of Mechanical Engineers, Pressure Vessels and Piping Division (Publication) PVP*, 328, 327–335.
- SAWADOGO, T. & MUREITHI, N. W. (2012). Time domain simulation of the vibration of a steam generator tube subjected to fluidelastic forces induced by two-phase cross-flow (paper submitted). *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*.
- SAWADOGO, T. & MUREITHI, N. W. (2013a). Fluidelastic instability study in a rotated triangular tube array subject to two-phase cross-flow. Part I : Fluid force measurements and time delay extraction (paper submitted). *Journal of Fluids and Structures*.
- SAWADOGO, T. P. & MUREITHI, N. W. (2013b). Fluidelastic instability study on a rotated triangular tube array subject to two-phase cross-flow. Part II : Experimental tests and comparison with theoretical results (paper submitted). *Journal of Fluids and Structures*.
- SAWADOGO, T. P., MUREITHI, N. W., AZIZIAN, R. & PETTIGREW, M. J. (2009). Modeling of fluidelastic instability in tube bundle subjected to two-phase cross-flow. *Proceedings of the 6th CNS International Steam Generator Conference, November 8-11, 2009, Toronto, Ontario, Canada*. Toronto, Ontario, Canada.
- SHAHRIARY, S., MUREITHI, N. W. & PETTIGREW, M. J. (2007). Quasi-static forces and stability analysis in a triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow. *2007 ASME Pressure Vessels and Piping Conference, PVP 2007, July 22, 2007 - July 26, 2007*. American Society of Mechanical Engineers, vol. 4 de *American Society of Mechanical Engineers, Pressure Vessels and Piping Division (Publication) PVP*, 245–252.

- TANAKA, H. & TAKAHARA, S. (1980). Unsteady fluid dynamic force on tube bundle and its dynamic effect on vibration. *American Society of Mechanical Engineers, Pressure Vessels and Piping Division (Publication) PVP*, 77–92.
- TANAKA, H. & TAKAHARA, S. (1981). Fluid elastic vibration of tube array in cross-flow. *Journal of Sound and Vibration*, 77, 19–37.
- TAYLOR, C. E., CURRIE, I. G., PETTIGREW, M. J. & KIM, B. S. (1989). Vibration of tube bundles in two-phase cross-flow : part 3 - turbulence-induced excitation. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 111, 488–500.
- TAYLOR, C. E. & PETTIGREW, M. J. (2000). Random excitation forces in heat exchanger tube bundles. *Transactions of the ASME. Journal of Pressure Vessel Technology*, 122, 509–14.
- TAYLOR, C. E., PETTIGREW, M. J. & CURRIE, I. G. (1996). Random excitation forces in tube bundles subjected to two-phase cross-flow. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 118, 265–277.
- ULBRICH, R. & MEWES, D. (1994). Vertical, upward gas-liquid two-phase flow across a tube bundle. *International Journal of Multiphase Flow*, 20, 249–272.
- VIOLETTE, R., PETTIGREW, M. J. & MUREITHI, N. W. (2006). Fluidelastic instability of an array of tubes preferentially flexible in the flow direction subjected to two-phase cross flow. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 128, 148–159.
- WEAVER, D. S. & KOROYANNAKIS, D. (1982). Cross-flow response of a tube array in water - a comparison with the same array in air. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 104, 139–146.
- WEAVER, D. S., ZIADA, S., AU-YANG, M. K., CHEN, S. S., PAÏDOUSSIS, M. P. & PETTIGREW, M. J. (2000). Flow-induced vibrations in power and process plant components - progress and prospects. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 122, 339–348.
- YETISIR, M., MCKERROW, E. & PETTIGREW, M. J. (1998). Fretting wear damage of heat exchanger tubes : a proposed damage criterion based on tube vibration response. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 120, 297–305.
- YETISIR, M. & WEAVER, D. S. (1988). On an unsteady theory for fluidelastic instability of heat exchanger tube arrays. M. P. Païdoussis, S. S. Chen & D. A. Steininger, éditeurs, *International Symposium on Flow Induced Vibration and Noise*. American Soc of Mechanical Engineers (ASME), Chicago, IL, USA, vol. 3 de *Flow Induced Vibration in Cylinder Arrays*, 181–195.

YETISIR, M. & WEAVER, D. S. (1993a). An unsteady theory for fluidelastic instability in an array of flexible tubes in cross-flow, part 1 : Theory. *Journal of Fluids and Structures*, 7, 767–782.

YETISIR, M. & WEAVER, D. S. (1993b). An unsteady theory for fluidelastic instability in an array of flexible tubes in cross-flow, part 2 : Results and comparison with experiments. *Journal of Fluids and Structures*, 7, 767–782.

ZDRAVKOVICH, M. M. & NAMORK, J. (1978). Flow structure within both stationnary and vibrating tube banks with triangular pitch. *BNES International Conference on Vibration in Nuclear Plant*. Keswick, U. k.

ZHANG, C., PETTIGREW, M. J. & MUREITHI, N. W. (2007). Vibration excitation force measurements in a rotated triangular tube bundle subjected to two-phase cross flow. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 129, 21–27.

ZHANG, C., PETTIGREW, M. J. & MUREITHI, N. W. (2009). Further study of quasiperiodic vibration excitation forces in rotated triangular tube bundles subjected to two-phase cross flow. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 131, 0313031–0313038.

ANNEXE A: RESULTS ANALYSIS AND DISCUSSION

(Cette annexe est une traduction anglaise du Chapitre 6)

As a reminder, the objectives of this research project were: i) to extend the theoretical models to two-phase flow, ii) to validate the models experimentally, and finally, iii) to develop a flow-induced vibration software in which the models are implemented.

The quasi-steady model was preferred to other theoretical models for the reasons enumerated in Section 2.2. But we first began to develop the software to verify its feasibility and its technical requirements. Quasi-static forces previously measured by [Shahriary *et al.* \(2007\)](#) were used as well as the time delay model originally proposed by [Price & Paidoussis \(1984\)](#). The Connors' quasi-static model (§1.2.2) was also integrated into the software in order to compare the two models.

The results of this work were presented in the first paper (Chapter 3). A series of simulations were made and the contact forces were extracted for the purpose of work-rate calculations. The quasi-steady model appeared to be more realistic than the Connors' model in terms of fluidelastic forces and work-rate. This is not surprising since the Connors' model was never developed to model the fluidelastic forces. It was rather developed to predict the critical velocity for fluidelastic instability. This work has shown that this model should not be used to model fluidelastic forces.

In fact, the effective damping of the Connors' model was found to be higher than that of the quasi-steady model for flow velocities lower than the critical velocity. This is due to the fact that this model does not take properly into account the gradual decrease of the flow dependent damping with an increasing flow velocity, unlike the quasi-steady model. This resulted in an overestimation of the work-rate for sub-critical velocities. Thus, the Connors' model can be conservative in terms of critical velocities and still be non-conservative in terms of work-rate. This result is very important since the use of this model can lead to an overestimation of the operation lifetime of the tubes.

It was also observed that the instability growth rate of the Connors' model was significantly higher than that of the quasi-steady model. As a result, this model overestimates the work-rate in the post-instability regime. For example, this model has given a work-rate of 650 mW for a flow velocity equivalent to twice the normal operating velocity, while the quasi-steady model has given 21 mW. For comparison, [Janzen *et al.* \(2002\)](#) measured 10 mW of work-rate in two-phase flow, but for a tube-support clearance of 750 μm .

The results of the work-rate computations with the new values of the time delay parameter, determined in Chapters 4 and 5 are presented in the appendix [Annexe D](#). The magnitude of the work-rate remained the same for the velocity distributions considered, except for the highest velocity for which the work-rate of the newly measured time delay parameters is significantly greater than the value of the classical time delay parameter. This is due to the fact that the new values of the time delay parameter have improved the prediction of the critical velocity for 90 % void fraction as shown in [Figures 5.9 and 5.10](#). The former model overestimates the critical velocity for fluidelastic instability; thus, underestimates the work-rate at flow velocities actually post-critical. This can lead to an overestimation of the lifetime of the tubes in case of instability.

This first step of the work has allowed to: i) confirm the feasibility of the software development and ii) show that the Connors' model should not be used to model the fluidelastic forces. It was then possible to proceed with the next step which is the improvement and validation of the quasi-steady model.

In the second paper (Chapter 4), the question of the extension of the quasi-steady model to two-phase flow has been examined. The measurement of the time delay was the main goal in this stage of the project. The quasi-static and the unsteady fluid forces were measured for various void fractions, excitation frequencies and flow velocities. The time delay was then extracted from the experimental data.

It was found that the unsteady fluid forces could be represented as single-valued functions of the reduced velocity (U/fD) for the range of reduced velocity covered by the experiments. This differs from the previously reported results by [Mureithi et al. \(2002\)](#) for a tube bundle having a different configuration (in-line). This difference can be attributed to the difference in the array geometry, the two-phase mixture (air-water vs. steam-water), the pressure or the temperature.

The effect of the void fraction on the quasi-static forces was also studied. The derivative of the lift coefficient with respect to the displacement in the lift direction was extracted from the experimental measurements conducted at the same Reynolds number. It was found that this derivative varies with the void fraction. It was found to be positive in liquid flow but decreases toward negative values in two-phase flow. The derivative vanishes at about 5% void fraction. Interestingly, the quasi-steady model cannot predict fluidelastic instability when this derivative is zero. However, the stability test conducted at this void fraction showed a critical velocity close to the critical velocity in liquid flow (0% void fraction).

This apparent limitation of the quasi-steady model could be explained by the fact that the derivative $C_{L,Y/D}$ has been measured at a relatively low flow velocity due to the limited capacity of the pump. Furthermore, for a given void fraction, $C_{L,Y/D}$ varies with the flow velocity but reaches a constant value at high velocities. For high void fractions ($\geq 50\%$), the measurements of $C_{L,Y/D}$ were conducted at sufficiently high enough velocities where the constant value has been reached, but that was not necessarily the case for lower void fractions. Measuring $C_{L,Y/D}$ at a higher velocity for 5% void fraction could therefore lead to a greater value.

It should be noted, however, that fluidelastic instability occurred for 5% void fraction at a velocity of the same order of magnitude as that at which $C_{L,Y/D}$ was measured. Rigorously, the model should be able to predict the critical velocity if it was valid at the conditions where the instability occurred. But this is not the case since the critical reduced velocity for 5% void fraction ($U_{pc}/fD = 2.1$) is far below the requirement of the quasi-steady model ($U/fD \gg 1$). This raises the question of the ability of the quasi-steady model to model fluidelastic instability for liquid or low void fraction flows where the reduced critical velocity is generally small. Further work is therefore required to clarify this point.

The time delay inherent to the quasi-steady model was extracted from the unsteady and quasi-static fluid forces, experimentally measured, for void fractions ranging from 60% to 90%. This was not possible for lower void fractions ($\leq 50\%$) due to the limited capacity of the water pump. The assumptions of the quasi-steady model are only valid for large values of U/fD , i.e., for large values of U and/or small values of f . Measurements at very low frequencies were not accurate due to poor signal-to-noise ratio. It would have required a very long acquisition time to obtain acceptable results. The limitation of the water pump on the other hand did not neither allow us to reach very high flow velocities for these low void fractions.

The fundamental finding of this study is that the time delay can be expressed as suggested by [Price & Païdoussis \(1984\)](#), in the form $\tau = \mu D/U$. The time delay parameter was found to be $\mu = 1.7$ for a void fraction $\beta = 60\%$, $\mu = 1.3$ for $\beta = 70\%$, $\mu = 1.2$ for $\beta = 80\%$ and $\mu = 2.7$ for $\beta = 90\%$. This information was subsequently used for calculating critical velocities for fluidelastic instability in the third stage of the work to verify the validity of the model.

The third paper (Chapter 5) was devoted to the validation of the theoretical model. In this stage of the work, experimental measurements of critical velocities were conducted for a wide range of mass-damping parameter. The damping and added mass were also measured. The added mass showed a similar behavior to the results of [Pettigrew *et al.* \(1989a\)](#), i.e., it was underestimated by

the semi-empirical formula proposed by the previously cited authors. A new formulation has been proposed. This formulation takes into account the reduction of the effective void fraction around the tubes in a triangular tube array. It has shown a better agreement with the experimental results.

The stability results of the unsteady model were in very good agreement with the experimental data. Therefore, they were subsequently used in addition to the experimental data to validate the quasi-steady model. The results of the quasi-steady model were generally in good agreement with the experimental data and with those of the unsteady model. The new time delay parameter, experimentally determined and presented in the second paper, has improved the results of the quasi-steady model. This improvement was particularly significant for 90% void fraction. On the other hand, although the Connors model with $K = 4$ was conservative for relatively high mass-damping parameters, its results did not match the general trend of both the experimental data and the results of the unsteady model. It should be noted, however, that the validity of the quasi-steady model has not been confirmed for low void fractions due to the limited capacity of the pump mentioned earlier.

Ultimately, this study has validated the quasi-steady model for void fractions higher than or equal to 60%. The conclusions will be drawn in the next chapter.

ANNEXE B: CONCLUSIONS

(Cette annexe est une traduction anglaise de la **Conclusion**)

Contributions

In summary, the work conducted in this PhD project has made it possible to:

- * Develop a flow induced simulation software in which the quasi-steady model and the Connors' model for fluidelastic instability were implemented. It has been shown in this work that the model currently used (the Connors' model) had limitations in terms of modeling the fluidelastic forces. An important finding is that this model may be conservative in terms of predicting the critical velocity and still be non-conservative in terms of computing the work-rate. This can lead to an overestimation of the operating lifetime of the tubes.
- * Measure and study in detail the unsteady and the quasi-static fluid forces in a rotated triangular tube array subject to a two-phase flow. Another important result is that the phase of the unsteady fluid forces in a triangular tube array subject to air-water flow is a single-valued function of the reduced flow velocity (U/fD). In addition, this phase is weakly dependent on the void ratio for a given frequency.
- * Develop an innovative technique for estimating the time delay parameter of the quasi-steady model for two-phase flow. This work is the first to present a procedure for determining experimentally the time delay in two-phase flow. The study confirmed that the time delay could be expressed as a linear function of the convection time (D/U). The values of the time delay parameter were extracted for each void fraction considered.
- * Propose a new correlation for estimating the added mass in a rotated triangular tube array subjected to two-phase flow. This correlation yields better agreement with the experimental results because it takes into account the reduction of the void fraction in a rotated triangular tube array.
- * Validate the quasi-steady model in two-phase flow for void fractions ranging from 60% to

90% by comparing its results with the experimental results and those of the unsteady model. This result is very important because the quasi-steady model was initially developed for single phase flow. This work has made it possible to extend this model to two-phase flows, not only by measuring the delay parameter but also by validating its results by comparison with both the experimental and the unsteady model results.

However, some challenges remain.

Limitations and Challenges

Indeed, the limited capacity of the pump used in the experiments did not allow measurements of the time delay parameter for low void fractions. Similarly, it was not possible to extend the frequency range to study the effect of frequency on the time delay parameter.

Also, the values of the derivative of the lift coefficient with respect to the quasi-static displacement in the same direction are very small for low void fractions. This calls into question the ability of the quasi-steady model to predict fluidelastic instability for this range of void fractions (5% to 30%). But the limitations of the capability of the pump did not allow us to answer this question. Further study is therefore required to clarify this point.

In addition, the study in this work is limited to the lift direction due to the preponderance of reported fluidelastic instability cases in this direction. But it does not, however, mean that this type of problem cannot arise in the drag direction. The motion in the drag direction is also important in the calculation of work-rate. It is therefore important to extend the study made in the lift direction to the drag direction.

Finally, tube bundles in steam generators operate in a steam-water mixture rather than air-water, it is hence useful for further investigations to see if parameters other than the void fraction have an effect on the time delay parameter and the quasi-static forces.

It is therefore recommended in the future for further research to investigate the following aspects:

Recommendations for future investigations

- Increase the capacity of the water pump in order to: extend the frequency range, reach higher flow velocities for low void fractions, perform the time delay measurement for these void fractions, and finally check the validity of the quasi-steady model for these fractions.

- Apply the method used to conduct the study in the lift direction to the drag direction.
- Consider the effect of other flow parameters (surface tension, viscosity, etc..) on the time delay parameter and the coefficients of the fluid forces, using another type of flow (Freon, for example).
- Extend the study to tube arrays of different configurations or different pitch-to-diameter ratio.
- Measure the time delay in an air-flow where the added mass is negligible, making possible a more accurate estimation of the the fluid stiffness.
- Measure inter-tube quasi-static forces and undertake a stability analysis of a group of multiple flexible tubes.

Publications

This PhD project has led to three conference papers and three journal articles. The papers submitted to journals are listed as follows:

SAWADOGO, T. & MUREITHI, N. W. (2012). Time domain simulation of the vibration of a steam generator tube subjected to fluidelastic forces induced by two-phase cross-flow (paper submitted to) *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*.

SAWADOGO, T. & MUREITHI, N. W. (2013a). Fluidelastic instability study in a rotated triangular tube array subject to two-phase cross-flow. Part I : Fluid force measurements and time delay extraction (paper submitted to) *Journal of Fluids and Structures*.

SAWADOGO, T. & MUREITHI, N. W. (2013b). Fluidelastic instability study on a rotated triangular tube array subject to two-phase cross-flow. Part II : Experimental tests and comparison with theoretical results (paper submitted to) *Journal of Fluids and Structures*.

ANNEXE C: UNSTEADY FLUID FORCES

Cette annexe présente les résultats exhaustifs de la mesure des forces du fluide instationnaire.

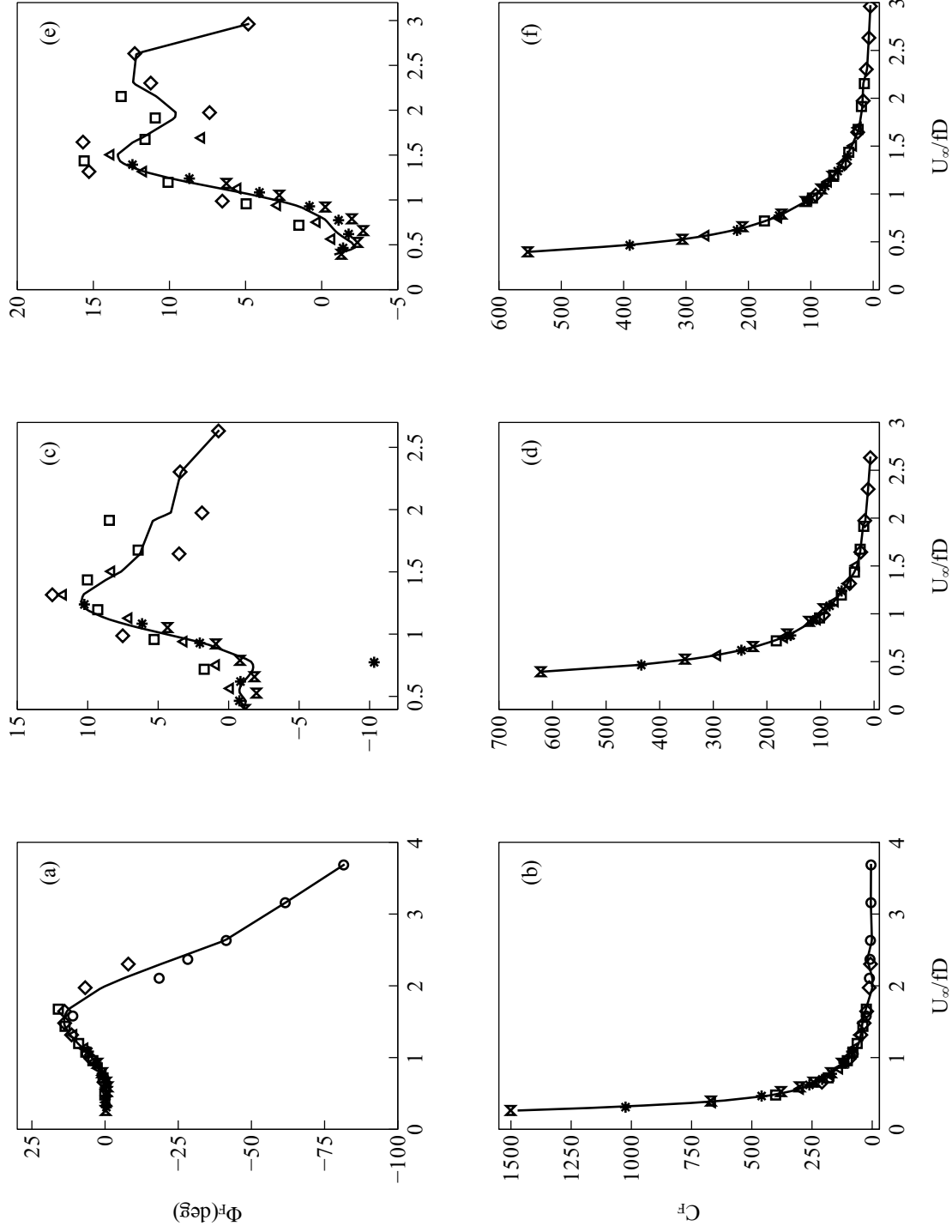


Figure 1 Unsteady fluid forces vs. U/fD for various void fractions: (a-b) 0% void fraction, (c-d) 20% void fraction, (e-f) 30% void fraction; \diamond 8 Hz, \square 11 Hz, \triangle 14 Hz, \star 17 Hz, \times 20 Hz.

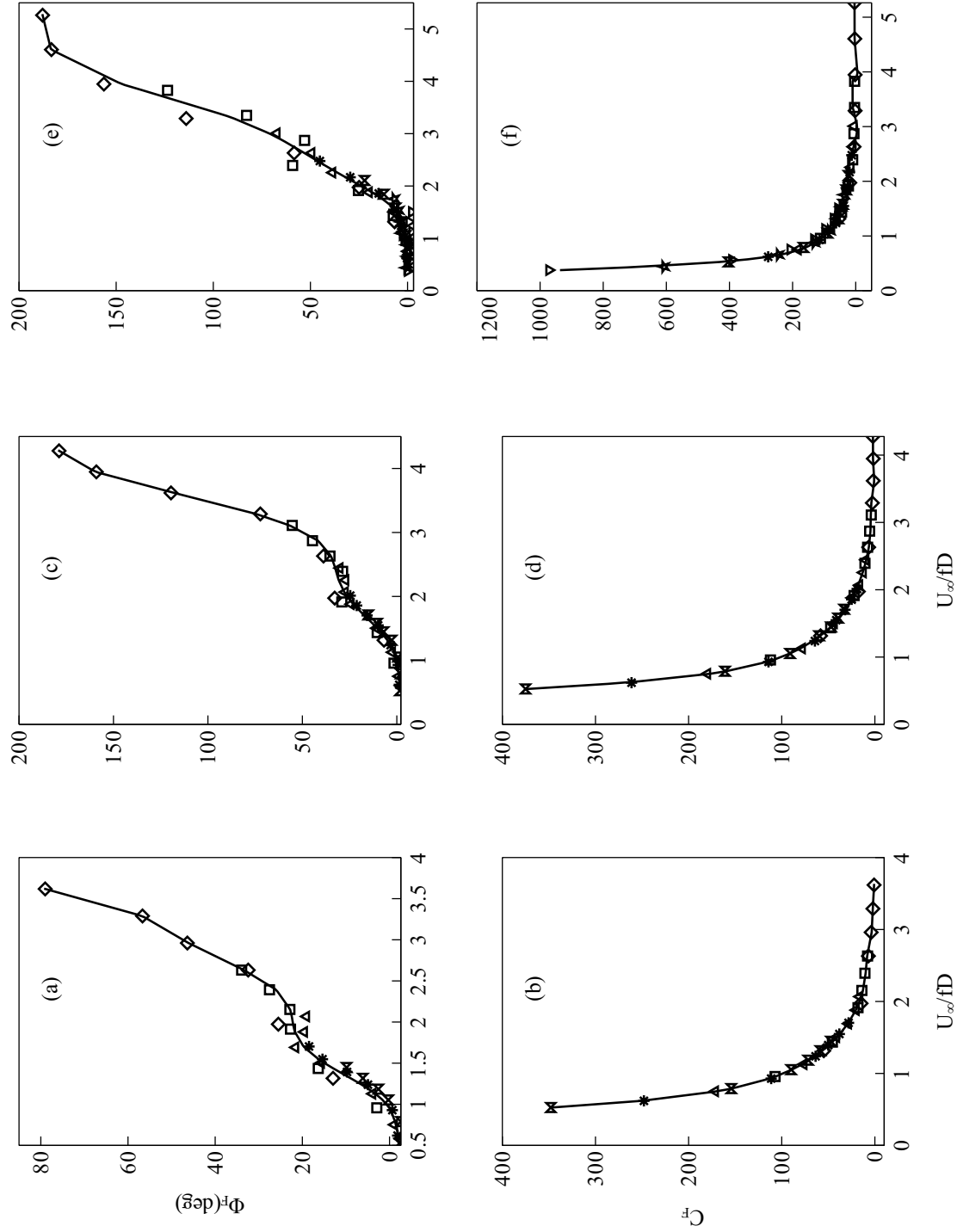


Figure 2 Unsteady fluid forces vs. U/fD for various void fractions: (a-b) 40% void fraction, (c-d) 50% void fraction, (e-f) 60% void fraction; \diamond 8 Hz, \square 11 Hz, \triangle 14 Hz, \star 17 Hz, \bowtie 20 Hz, \star 24 Hz, ∇ 28 Hz.

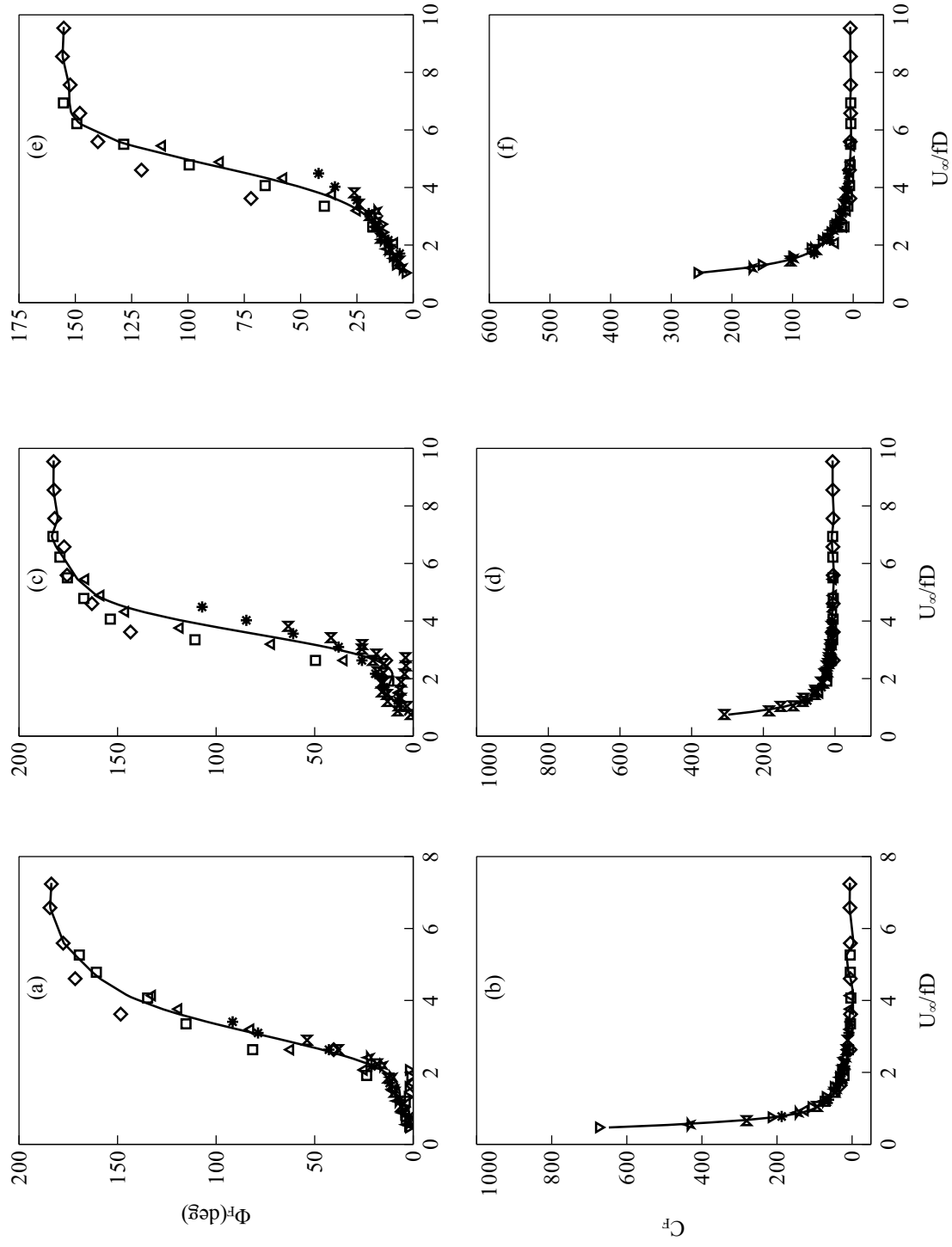


Figure 3 Unsteady fluid forces vs. U_∞/fD for various void fractions: (a-b) 70% void fraction, (c-d) 80% void fraction, (e-f) 90% void fraction; \diamond 8 Hz, \square 11 Hz, \triangle 14 Hz, $*$ 17 Hz, \times 20 Hz, \star 24 Hz, ∇ 28 Hz.

ANNEXE D: WORK-RATE COMPUTATIONS

Table 1. Work-rate computations for various flow conditions. CN = Connors' model; QS = Quasi-Steady model; TO = Turbulence Only;

Velocity Distribution	Averaged work-rate (mW)			
	TO	CN	QS ($\mu = 1$)	QS (μ_{exp})
$1.0 \times V(s)$	0.6	0.6	3.9	4.9
$1.5 \times V(s)$	1.4	4.2	9.2	6.1
$2.0 \times V(s)$	2.4	665.0	19.5	18.7
$2.5 \times V(s)$	3.8	-	27.0	20.2
$3.0 \times V(s)$	5.7	-	35.8	32.4
$4.0 \times V(s)$	10.4	-	276.7	1514.3